
BACHELORARBEIT

Herr
Matthias Berthold

**Bewertung des nichtlinearen
Übertragungsverhaltens von
Lautsprechern**

Mittweida, 2016

BACHELORARBEIT

Bewertung des nichtlinearen Übertragungsverhaltens von Lautsprechern

Autor:

Herr Matthias Berthold

Studiengang:

Physikalische Technik

Studienrichtung:

Technische Akustik

Seminargruppe:

PT11wA-B

Erstprüfer:

Herr Dr. rer. nat. Detlef Schulz

Zweitprüfer:

Herr Dipl. Ing Robert Schulze

Einreichung:

Moritzburg, 06.06.2016

Verteidigung/Bewertung:

Dresden, 2016

Faculty of Engineering

BACHELOR THESIS

Evaluation of the nonlinear transmission behavior of loudspeakers

author:

Mr. Matthias Berthold

course of studies:

Engineering Physics

field of study:

Acoustical Engineering

seminar group:

PT11wA-B

first examiner:

Mr. Dr. rer. nat. Detlef Schulz

second examiner:

Mr. Dipl. Ing. Robert Schulze

submission:

Moritzburg, 06.06.2016

defence/ evaluation:

Dresden, 2016

Bibliografische Beschreibung:

Berthold, Matthias:

Bewertung des nichtlinearen Übertragungsverhaltens von Lautsprechern. –

Verzeichnisse: 5 Seiten, Inhalt: 41 Seiten, Anhang: 10 Seiten

Mittweida, Hochschule Mittweida, Fakultät Ingenieurwissenschaften, Bachelorarbeit, 2016

Referat:

Aufgrund der ständig steigenden Anforderungen an die Klangqualität, die Produktionsdauer und -kosten von Lautsprechern, ist es notwendig dieses System besser beschreiben und verstehen zu können. Insbesondere spielt hier das Verzerrungsverhalten eine wichtige Rolle. Bestimmte, ungeklärte Schwinganteile in der Übertragungsfunktion deuten darauf hin, dass auch die Membran für die Entstehung solcher Verzerrungen verantwortlich ist. Diese Arbeit widmet sich der Messung, Analyse und Bewertung von Symptomen, die auf die Entstehung von Verzerrungen hinweisen. Dabei wird im ersten Schritt konkret geprüft, welche Aussagekraft die Kompression im Luftschallfeld diesbezüglich hat. Im nächsten Schritt, dem größeren Teil dieser Arbeit, soll untersucht werden, inwieweit sich der Gleichanteil über der Abstrahlfläche hinweg verändert. Hierzu wurden 2 Verfahren zur Berechnung des Gleichanteils entwickelt, die hier auch vorgestellt werden.

Inhalt

Inhalt	I
1 Einleitung	3
2 Grundlagen und Begrifflichkeiten	4
2.1 Allgemeines Übertragungsmodell	4
2.2 Linearität und Nichtlinearität	5
2.3 Die Membran – ein nichtlineares Übertragungsmedium	7
2.4 Nichtlineare Symptome - Grundbegriffe	12
3 Messtechnische Grundlagen	15
3.1 Die Laser-Scanning-Vibrometrie	15
3.2 Messung des Luftschallfeldes mit Mikrofon	19
3.3 Messung der Transfer-Funktion eines Lautsprechers	19
4 Problematik bei der Messung im akustischen Luftschallfeld	22
4.1 Messung des Kompressionsverhaltens	22
4.2 Bestimmung der harmonischen Verzerrungen	24
5 Untersuchung des Gleichanteils mittels Vibrometrie	26
5.1 Die Messungen	26
5.2 Verfahren zur Bestimmung des Gleichanteils	30
5.2.1 Berechnung des Gleichanteils mittels Hüllkurven-Verfahren	31
5.2.2 Berechnung des Gleichanteils mittels Tief-Pass-Filterung	33
6 Auswertung des Gleichanteils	34
7 Bewertung der Analyseverfahren	39
8 Zusammenfassung und Ausblick	42
Literatur	43
Anlagen	45
Anlagen, Teil 1: Daten Messinstrumente	I

Anlagen, Teil 2: Quellcode II

Selbstständigkeitserklärung X

1 Einleitung

Die Entwicklung von Lautsprechern ist in den vergangenen drei Jahrzehnten so schnell wie nie zuvor in der Geschichte gewachsen. Die ständige Optimierung von Produktionsdauer und -kosten, aber auch der Klangqualität steht seither im Fokus dieser Entwicklung. Zur Erreichung dieses Ziels war es notwendig, das System Lautsprecher besser beschreiben und verstehen zu können. Dabei wurden zahlreiche Effekte entdeckt, die Verzerrungen hervorrufen. Und trotzdem gibt es immer noch Verzerrungsanteile, deren Entstehung nicht ohne weiteres mit den bekannten Effekten in Verbindung gebracht werden können. Im Verdacht für die Entstehung dieser neuen spektralen Anteile steht die Lautsprecher-Abstrahlfläche, doch konkrete physikalische Effekte konnten aufgrund des komplexen Schwingensystems bislang nur mithilfe einer Simulation beobachtet werden, dessen Ergebnisse nun auch an realen Lautsprechern nachgewiesen werden sollen. Basierend auf diesen Daten soll ein Modell entstehen, das das Übertragungsverhalten und die Entstehung von Verzerrungen in der Lautsprecher-Membran genauer beschreiben kann. Das übergeordnete Ziel ist die Entwicklung eines Messverfahrens und einer Messsoftware, die Lautsprecherherstellern künftig die Kontrolle über diese Verzerrungen direkt während des Entwicklungs- und Produktionsprozesses ermöglicht. Dabei werden Symptome gesucht, die auf nichtlineares Verhalten schließen, das die Ursache für Verzerrungen ist. Zwei dieser Symptome sollen im Folgenden eine zentrale Rolle spielen: die Kompression und der Gleichanteil.

Ziel dieser Arbeit ist es, die Problematik, die bei der Messung, Analyse und Interpretation dieser Symptome auftaucht, darzustellen und zu bewerten. Dabei soll im ersten Schritt konkret geprüft werden, welche Aussagekraft die Kompression im Luftschallfeld bei der Suche von Verzerrungen, die durch die Abstrahlfläche entstehen, hat. Im nächsten Schritt, dem größeren Teil dieser Arbeit, soll untersucht werden, inwieweit sich der Gleichanteil über der Abstrahlfläche hinweg verändert. Dabei wird zuerst auf die messtechnische Umsetzung und ihre Besonderheiten eingegangen. Im Anschluss werden zwei Verfahren zur Berechnung des Gleichanteils vorgestellt und bewertet.

Die für die beschriebene Problematik notwendige technische und physikalische Einführung wird im nun folgenden ersten Teil der Arbeit gegeben.

2 Grundlagen und Begrifflichkeiten

Das folgende Kapitel gibt einen technischen und physikalischen Einstieg, der den Horizont für die Thematik öffnen soll. Dabei wird auf das grundlegende technische Modell - das allgemeine Übertragungsmodell - auf lineare und nichtlineare Übertragung und auf die Problematik der Verzerrungen eingegangen. Insbesondere soll die Membran in ihrem Verhalten als Wandler, der das mechanische Signal in ein akustisches Signal überführt, näher beleuchtet werden. Wichtige nichtlineare Symptome werden ebenfalls erklärt.

2.1 Allgemeines Übertragungsmodell

Das allgemeine Modell zur Darstellung des Übertragungsverhaltens von elektrodynamischen Wandlern ist das Distribuierte Modell (**Abbildung 1**).

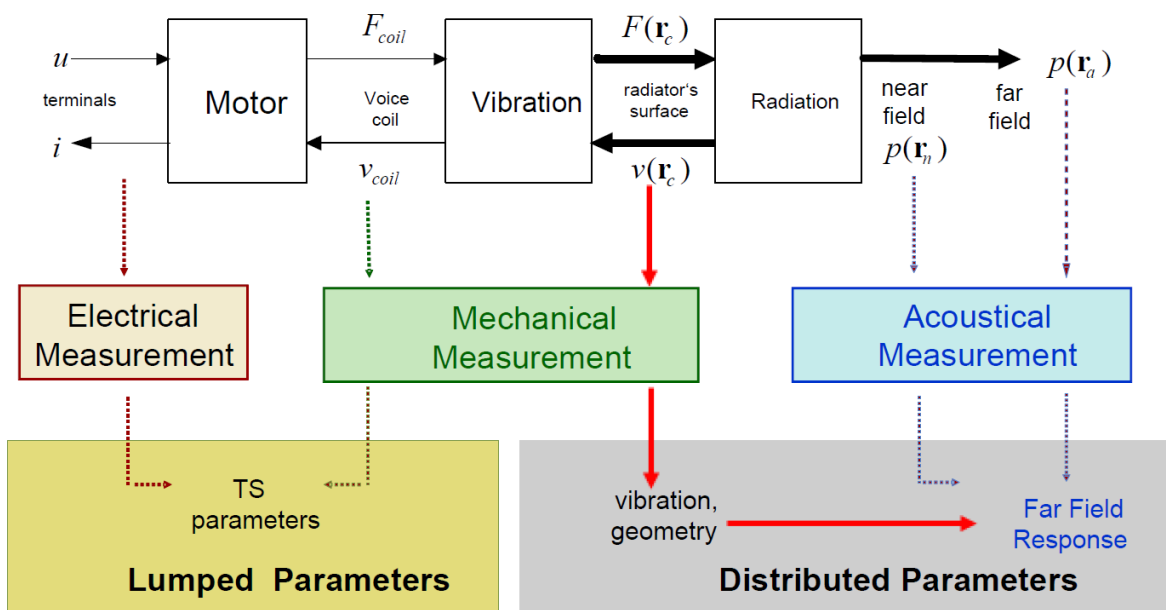


Abbildung 1: Allgemeines Modell zur schematischen Darstellung des Übertragungsverhaltens von Lautsprechern [1]

In diesem Modell wird die Übertragung in 3 Teile gegliedert: den elektrischen Bereich, den mechanischen Bereich und den akustischen Bereich. Dabei wird ein elektrisches Signal in Form einer Spannung u angelegt, die den Motor – eine Spule – in Folge von Induktion antreibt. Die eingespeiste elektrische Energie wird dabei in eine mechanische Kraft F_{coil} umgewandelt, die eine Schwingung der Spule zur Folge hat. Diese erzeugt dabei einen Strom i in Abhängigkeit ihrer Geschwindigkeit v_{coil} . Da die Spule mit dem Rest des Lautsprechers gekoppelt ist, werden alle übrigen Bauteile, insbesondere die Abstrahlfläche des

Lautsprechers, ebenfalls zur Schwingungsausführung angeregt. Auf jeden Punkt der Abstrahlfläche wirkt dabei eine Kraft $F(r_c)$, die eine Auslenkung mit der Geschwindigkeit $v(r_c)$ verursacht. Durch die Auslenkung der Abstrahlfläche wird die Luft vor der Membran komprimiert und dekomprimiert und erzeugt damit einen Schalldruck $p(r_n)$ im Nahfeld und $p(r_a)$ im Fernfeld.

2.2 Linearität und Nichtlinearität

Der Schall, der durch den Lautsprecher erzeugt wird, ist von zahlreichen unterschiedlichen Einflüssen abhängig. Als erstes spielen die geometrischen Dimensionen des Wandler eine Rolle. Allgemein ist bekannt: je größer der Lautsprecher umso tiefer können die abgestrahlten Frequenzen sein. Mit abnehmender Größe werden weniger tiefe Frequenzen übertragen. Ebenso hängt auch die erreichbare Schallleistung z.B. von den Dimensionen der Spule und der Abstrahlfläche ab. Mit großer Fläche wird bei Anregung ein großes Volumen verdrängt und folglich ein hoher Schalldruck erzeugt. Aber auch die mechanischen Eigenschaften, wie beispielsweise die Steifigkeit der Membran und der Gummisicke (**Abbildung 3**), beeinflussen das Schwingungsverhalten und müssen bei der Entwicklung bedacht werden.

Grundsätzlich ist zu erwähnen, dass das physikalische Verhalten des Lautsprechers abhängig ist von der Auslenkung X . Bei kleinen Amplituden $X \rightarrow 0$ kann ein lineares Modell zur Beschreibung der Zusammenhänge genutzt werden. Mit zunehmender Auslenkung ändert sich jedoch das Verhalten. Hier muss dann ein nichtlineares Modell eingeführt werden. Dies wird anhand der wichtigsten Parameter im kommenden Absatz erläutert.

Ausgangspunkt für beide Modelle ist das mechanische Kräftegleichgewicht, das das System Lautsprecher beschreibt. Die einwirkende Kraft auf eine Spule lässt sich mit folgender Formel darstellen:

$$F_{coil} = F_R + F_K + F_M \quad (1)$$

Für den linearen Fall ergibt sich: F_R ist die Kraft des Produkts aus dem Widerstand R_{ms} und der Geschwindigkeit \dot{X} , die beispielsweise die Luft der Membranbewegung entgegensetzt. Mit F_K wird die Kraft beschrieben, die durch die mechanische Steifigkeit K_{ms} des Systems und der Auslenkung hervorgerufen wird. Sie zwingt die angeregte Spule zurück zur Ruhelage. F_M steht für die Gesamtträgheitskraft der sich bewegenden Teile eines Lautsprechers, mit der in einem Punkt zentrierten Masse M_{ms} , auf die eine Beschleunigung \ddot{X} wirkt.

$$F_K = K_{ms}X \quad (2)$$

$$F_M = M_{ms}\ddot{X} \quad (3)$$

$$F_R = R_m\dot{X} \quad (4)$$

Der Antriebskraft F_{coil} liegt das elektrodynamische Prinzip zugrunde. Sie ist das Produkt aus der magnetischen Flussdichte B , der Länge der Schwingspule l und dem Strom i .

$$F_{coil} = Bli \quad (5)$$

Gleichzeitig erzeugt die Geschwindigkeit v der Spule eine Gegenkraft

$$U_{EMF} = Bl\dot{X}. \quad (6)$$

Das Produkt Bl wird als Kraftfaktor bezeichnet. Die Gleichungen spiegeln einen linearen Zusammenhang wieder.

Im nichtlinearen Bereich ($X \neq 0$) ergeben sich beispielsweise für die Steifigkeit und Bl folgende Abhängigkeiten:

$$F_K = K_{ms}(X)X \quad (7)$$

$$F_{coil} = Bl(X)i \quad (8)$$

$$U_{EMF} = Bl(X)\dot{X} \quad (9)$$

Hier werden die Steifigkeit und der Kraftfaktor selbst eine Funktion der Auslenkung. In der untenstehenden Grafik (**Abbildung 2**) ist K_{ms} (y-Achse) in Abhängigkeit der Auslenkung X (x-Achse) dargestellt. Im Bereich $X = [-1, 0,5]$ ändert sich die Steifigkeit nur geringfügig und liegt zwischen 4 und 5 N/mm – sie kann als linear angesehen werden. Im negativen Bereich bleibt sie dies auch bis $X = -2$ mm, steigt ab $X = -2,5$ mm stark an und erreicht bei -3 mm einen Wert von 10 N/mm, bei maximaler Auslenkung sogar eine Steifigkeit von 25 N/mm. Die Funktion verläuft hier also nichtlinear. Weiterhin ist erkennbar, dass sie in positiver und negativer Richtung unterschiedlich ausgeprägt ist.

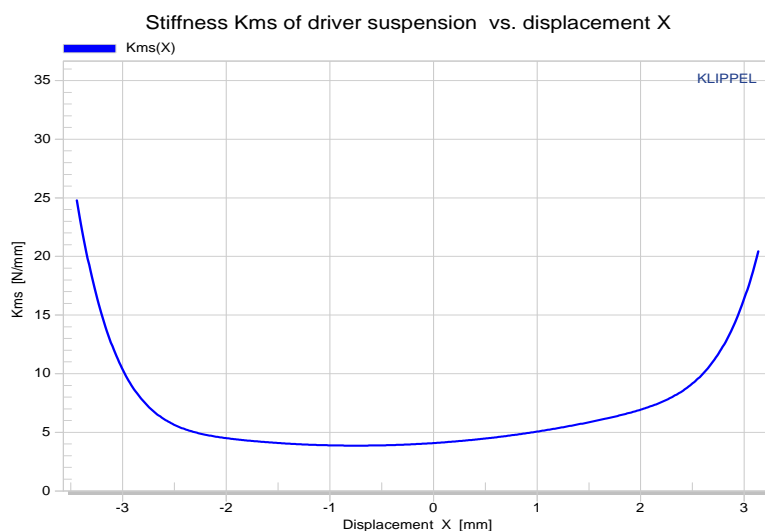


Abbildung 2: Steifigkeit K_{ms} in Abhängigkeit der Auslenkung X

2.3 Die Membran – ein nichtlineares Übertragungsmedium

Die Membran ist ebenfalls als nichtlineares Übertragungsmedium zu verstehen und ist für die Erzeugung von Verzerrungen verantwortlich. Dabei weist sie im System Lautsprecher ein sehr komplexes Schwingungsverhalten auf. Sie ist gekoppelt mit der Schwingspule, die die mechanischen Schwingungen auf die Membran überträgt. Die Gummisicke, die mit der Membran verleimt ist und am Lautsprecherrahmen befestigt ist, begrenzt mit ihrer Steifigkeit maßgeblich die Auslenkung und stellt damit einen natürlichen Schutz des Lautsprechers vor unkontrollierten Schwingungen dar.



Abbildung 3: radialer Schnitt einer Lautsprecher-Membran und ihrer gekoppelten Bauteile [3]

Als Material für die Membran kommt meist Papier oder Aluminium in Frage. Aber auch andere Materialien werden verbaut. Dies ist abhängig von mechanischen Eigenschaften, dem Einsatzort, Kostenfaktoren, der gewünschten Klangqualität und vom Frequenzspektrum, das der Treiber möglichst verzerrungsfrei wiedergeben soll.

Das grundlegende Schwingungsverhalten von Membranen muss frequenzabhängig betrachtet werden. Bei niedrigen Frequenzen, wo die Wellenlänge der Anregungsfrequenz im Vergleich zum Radius des Lautsprechers groß ist, bewegen sich die Punkte 1 bis 3 (siehe **Abbildung 4**) der Fläche mit nahezu gleicher Phasenlage und es entsteht eine homogene Auf-und-Ab-Bewegung. Man spricht hier von einer sogenannten Kolbenmode.

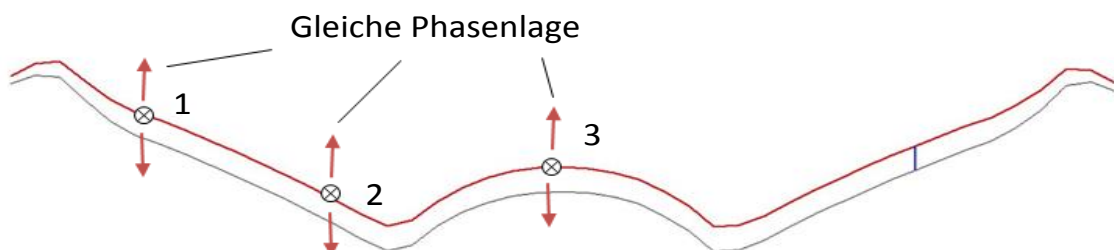


Abbildung 4: Kolben-Schwingung eines Mitteltöners bei $f = 200 \text{ Hz}$, grau: Ruhelage, rot: Auslenkung (radialer Schnitt)

Mit steigender Frequenz werden die Eigenmoden des Strahlers aktiviert. Diese Eigenmoden sind abhängig von den Dimensionen der Abstrahlfläche und ergeben sich aus den Lösungen der differentiellen Schwingungsgleichung in Form von Polarkoordinaten. In **Abbildung 5** sind die Eigenschwingungen einer kreisförmigen Fläche abgebildet. Wir haben es hier mit zeitlich konstanten Randbedingungen zu tun, d.h. die Ränder der Fläche sind statisch und bleiben während der gesamten Bewegung in Ruhelage. Die Indizes 0 bis 3 sind die ganzzahligen Werte, die die Membran jeweils in Richtung ϕ und in radialer Richtung teilen und als Nullstellen der Stehenden Wellen bekannt sind. In der Grafik sind diese mit dem Übergang der Farben Gelb und Grün erkennbar. Mit Blau/Grün und Gelb/Rot ist jeweils die Auslenkung in positiver oder negativer Richtung gekennzeichnet. In der ersten Reihe sind die ersten drei radial-symmetrischen Moden dargestellt. Die übrigen Moden weisen zusätzlich eine oder zwei Nullstellen in ϕ -Richtung bis π auf.

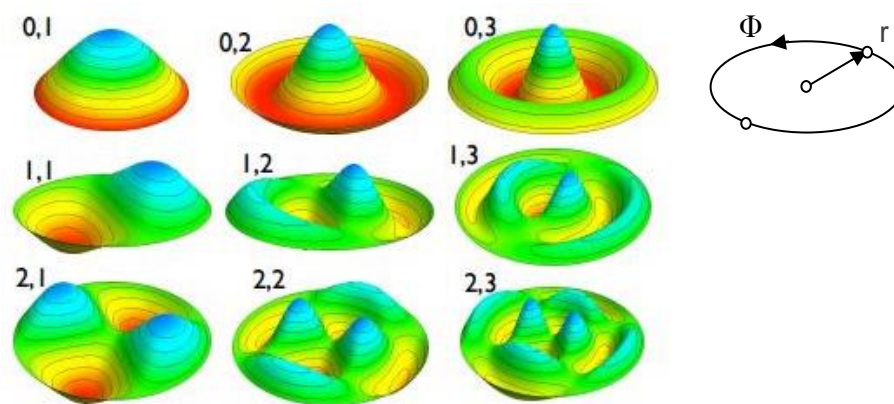


Abbildung 5: Eigenmoden einer kreisförmigen Fläche [4]

Die Abstrahlfläche des Lautsprechers verhält sich in ähnlicher Weise. Das mathematische Modell mit fest eingespannten Rändern bleibt das gleiche. Da hier jedoch von einem Schwingssystem ausgegangen wird, das aus Membran, Gummisicke und Schutzkappe mit unterschiedlichen Steifigkeiten besteht, verschieben sich die Knotenpunkte (Nulldurchgänge). In **Abbildung 6** ist eine Momentan-Aufnahme der 0,1-Mode eines Strahlers abgebildet. Der blaue Anteil ist zum roten um etwa 180° phasenverschoben. Punkt 1 und Punkt 2 befinden sich demnach in entgegengesetzter Phasenlage. Die innerhalb der blauen und roten Fläche bestehenden verschiedenen Farbnuancen und damit variierenden Phasen sind insbesondere auf örtliche Änderungen von Materialeigenschaften und der Materialdicke zurückzuführen. Doch auch die Phasenlage ist eine idealisierte Darstellung. Beim Lautsprecher findet die Erregung direkt an der Stelle statt, wo Spule und Membran miteinander verleimt sind (kreisförmige Anregung). Die Welle breitet sich von dort radial zum Rand des Lautsprechers aus. Für diesen Weg braucht die Welle eine feste Zeit, die abhängig vom Material ist. Das heißt die Auslenkung der Punkte 1,2 und 3 (**Abbildung 6**) findet in der Realität nicht synchron, sondern phasenverschoben statt.

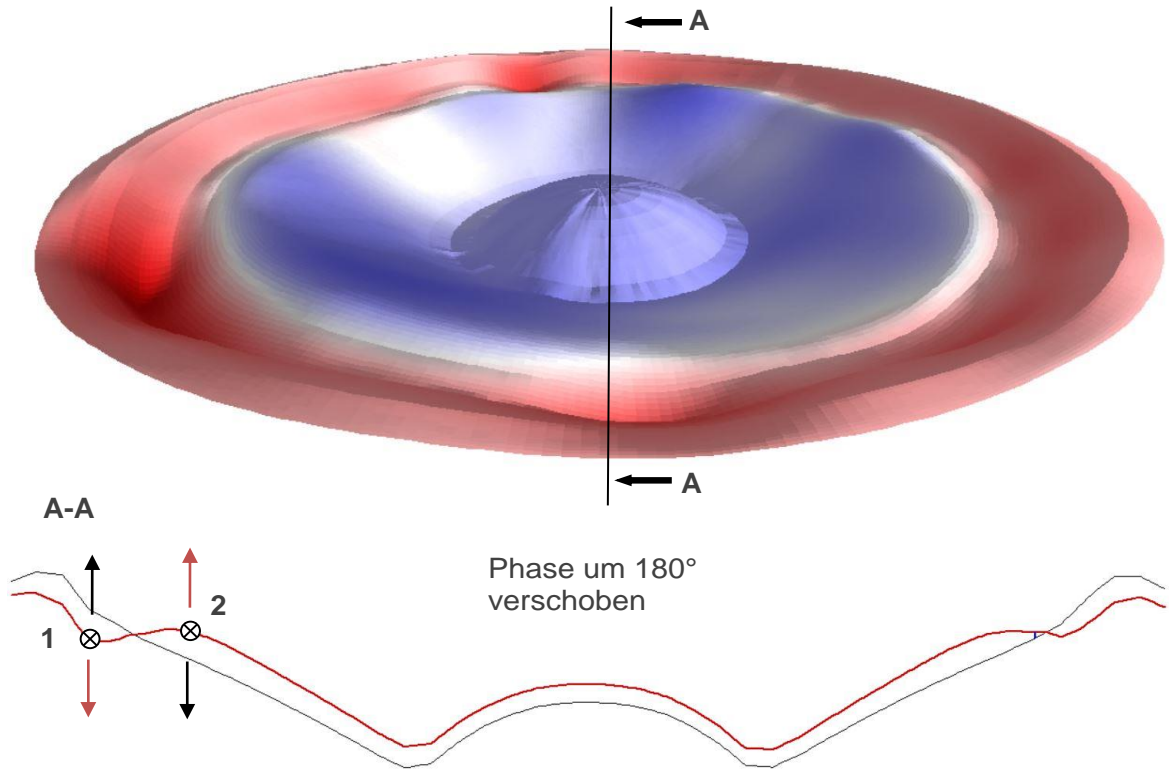


Abbildung 6: 0,1-Mode (radialsymmetrisch) einer Lautsprecher-Abstrahlfläche bei 2329 Hz, **oben:** Momentan-Auslenkung der gesamten Fläche, **unten:** Schnitt bei A-A

Die Moden lassen sich auch im frequenzabhängigen *SPL* und *AAL* ablesen. Der *AAL* (Accumulated Acceleration Level) ist der zusammengefasste Beschleunigungspegel an einem Punkt r_a auf der Hauptabstrahlachse, die auch als Hauptrotationsachse des Treibers bekannt ist und setzt sich zusammen aus dem logarithmischen Verhältnis zwischen Schalldruck-Effektivwert am Punkt r_a und der Schalldruck-Hörschwelle. Er vernachlässigt jedoch alle akustischen Auslöschungseffekte.

$$AAL(r_a) = 20 \log \left(\frac{p_{aa}(r_a)}{\sqrt{2} p_0} \right) dB \quad (10)$$

Der Schalldruck $p_{aa}(r_a)$ ist definiert mit

$$p_{aa}(r_a) = \frac{\rho_0 \omega}{2\pi} \int \frac{|\underline{v}(r_c)|}{|r_a - r_c|} dS_c. \quad (11)$$

Dieser ist der Schalldruck der am Punkt r_a entsteht, wenn die momentanen und komplexen Geschwindigkeiten $\underline{v}(r_c)$ aller betrachteten Elemente dS_c der Abstrahlfläche in Abhängigkeit ihrer Entfernung zum Punkt r_a und unter Berücksichtigung der Luftdruckbedingungen, aufsummiert werden. Da der Schalldruck auch abhängig von der Dichte ρ_0 des Mediums ist, wird auch sie in der Formel berücksichtigt. Weiterhin ist die Wellenzahl definiert mit $\omega = 2\pi f$. Der *SPL* (Sound Pressure Level) ist der Schalldruckpegel, der am Punkt r_a entsteht, unter Berücksichtigung von akustischen Auslöschungen:

$$SPL(\omega, r_a) = 20 \log \left(\frac{p(j\omega, r_a)}{\sqrt{2} p_0} \right) dB. \quad (12)$$

Der entstehende Schalldruck wird erklärt durch

$$\underline{p}_a(r_a) = \frac{j\omega\rho_0}{2\pi} \int \frac{\underline{v}(r_c)}{|r_a - r_c|} e^{-jk|r_a - r_c|} dS_c. \quad (13)$$

Er ist vergleichbar mit p_{aa} , nur werden hier die Phaseninformation am Punkt r_a in die Kalkulation einbezogen. Dieser Unterschied zeigt sich im frequenzabhängigen Verlauf beider Größen (**Abbildung 7**). Der *SPL* und der *AAL* besitzen bis etwa 1600 Hz den gleichen Wert, da der Lautsprecher hier wie in **Abbildung 4** eine Kolben-Schwingung ausführt. In den höheren Frequenzen variieren die Werte jedoch, dabei ist der Schalldruckpegel (blau) infolge der akustischen Auslöschungen stets niedriger als der Beschleunigungspegel (rot). Die Kurven-Maxima stellen die Moden der schwingenden Fläche dar.

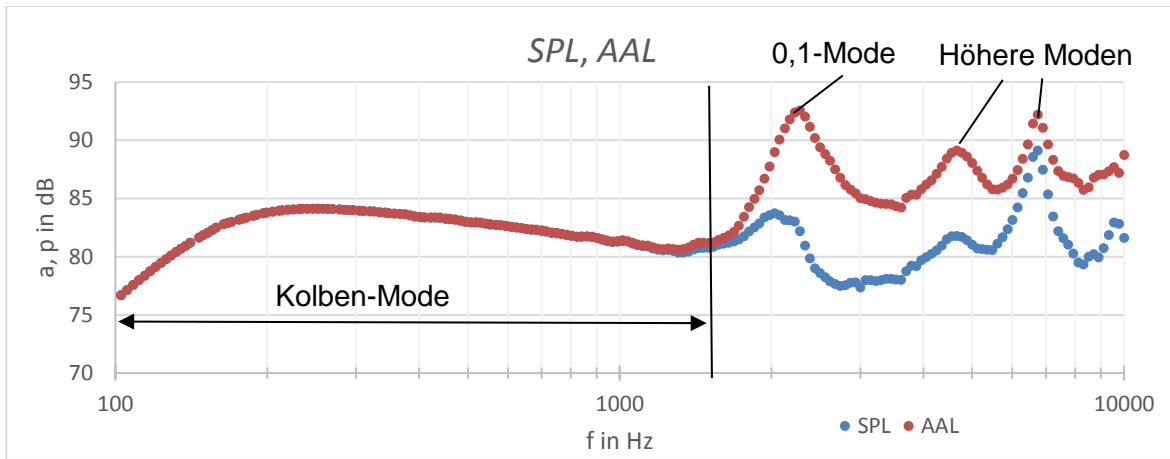


Abbildung 7: Schalldruckpegel (blau) und Beschleunigungspegel (rot) eines Mittelton-Lautsprechers

Die physikalischen Bedingungen im Material zwischen beiden Punkten (**Abbildung 6**) ändern sich dabei während des Bewegungsvorgangs. Da sie sich gegenläufig bewegen, gibt es eine Zeit t , bei der beide in Phase sind. Die Fläche wird hier nicht deformiert. In **Abbildung 6** hingegen entsteht durch die Phasenverschiebung eine Dehnung des Materials. Die Bedingung für eine hohe Dehnung und damit für die Aktivierung von nichtlinearem Verhalten ist $X \approx d$, wobei d für die Dicke der Membran steht und X für die Auslenkung. Es wird hier von einer elastischen Deformation ausgegangen, bei der das System nach der Verformung in den Ausgangszustand zurückkehrt. In **Abbildung 8** ist dieser Bereich als Hook'sche Gerade gekennzeichnet.

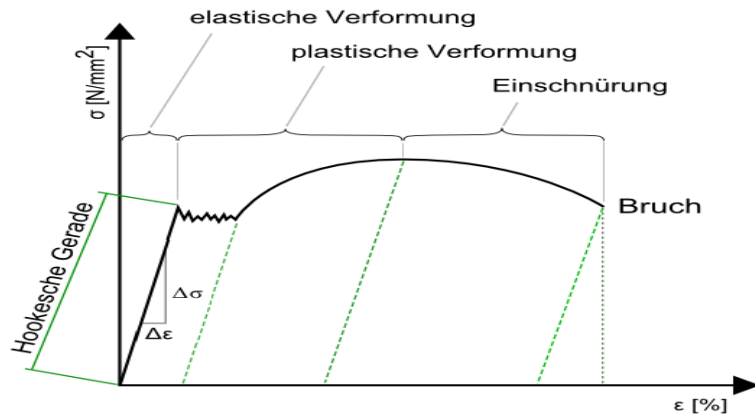


Abbildung 8: Spannungs-Dehnungs-Diagramm mit Hook'scher Geraden

Er wird beschrieben durch den Zusammenhang:

$$E = \frac{d\sigma}{d\epsilon} = \frac{\Delta\sigma}{\Delta\epsilon} \quad (14)$$

Der Elastizitätsmodul E ist dabei der Quotient aus der Differenz zweier Spannungsunterschiede und dem Faktor, um den sich die Länge geändert hat. Die Bereiche plastische Verformung, Einschnürung und Bruch stellen eine irreversible Materialänderung dar – eine sogenannte „Überdehnung“. Sie sind für die Betrachtung von Lautsprechermembranen weniger von Relevanz, da sie von einer bleibenden Materialverformung ausgehen, die die Schwingeigenschaften und damit die Schallabstrahlung komplett verändern oder gar den Lautsprecher zerstören würden.

Die Dehnung lässt sich auf die obige Darstellung unserer beiden Punkte auf der Membran modellhaft übertragen. Da der Laser, der zum Vermessen genutzt wird, nur vertikale Bewegungen der Membran aufnehmen kann, kann auch nur diese Bewegung betrachtet werden. Physikalisch gesehen ist jedoch auch gleichzeitig eine horizontale Bewegung möglich.

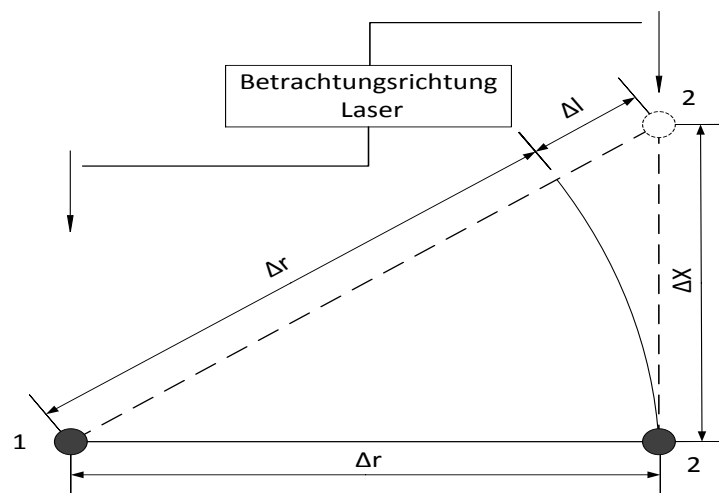


Abbildung 9: Modellhafte Dehnung der Membran zwischen Punkt 1 und Punkt 2

Bei der Auslenkung ΔX von Punkt 2 relativ zu Punkt 1 (**Abbildung 9**) ergibt sich der neue Abstand zwischen den Punkten zu $\Delta r + \Delta l$, die Dehnung zu:

$$\varepsilon = \frac{\Delta l}{\Delta r} \quad (15)$$

Da bei realen Lautsprechern die Abstrahlflächen gewölbt sind ($\Delta r \neq \text{horizontal}$) und somit der größte Teil dieser Fläche nicht orthogonal zur Auslenkungsrichtung des Treibers gerichtet ist, gibt es Phasenzustände, bei denen der Abstand Δr zwischen beiden Punkten während der Schwingung kleiner wird. Dort nimmt die Spannung zwischen den Punkten ab und es findet eine Stauchung des Materials statt, sodass gilt: $\varepsilon < 0$.

2.4 Nichtlineare Symptome - Grundbegriffe

Für die im Kapitel 2.2 beschriebene Nichtlinearität gibt es zahlreiche Symptome, die bei der Analyse der Schwingungsdaten eines realen Lautsprechers oder bei der Modellierung eine Rolle spielen. In diesem Kapitel wird insbesondere auf die Effekte Kompression, DC (engl.: Direct Current = Gleichanteil) und harmonische Verzerrungen eingegangen, die bei der Entwicklung der Messungen eine zentrale Rolle spielen.

Kompression ist ein Begriff, der in technischen und naturwissenschaftlichen Gebieten seine Anwendung findet und muss auch bei der Entwicklung von Lautsprechern in Betracht gezogen werden. Kompression bedeutet in diesem Zusammenhang, dass beim Erhöhen der Spannung am Lautsprecher das Ausgangssignal nicht linear mit dem Eingangssignal steigt, sondern aufgrund der Nichtlinearität des Federsystems oder des Kraftfaktors degressiv. In **Abbildung 10** steigt die Auslenkung $X(f, U)$ bei kleiner Spannung U noch schnell (linearer Verlauf), ab $U = 1,5 \text{ V}$ nimmt die Steigung jedoch ab.

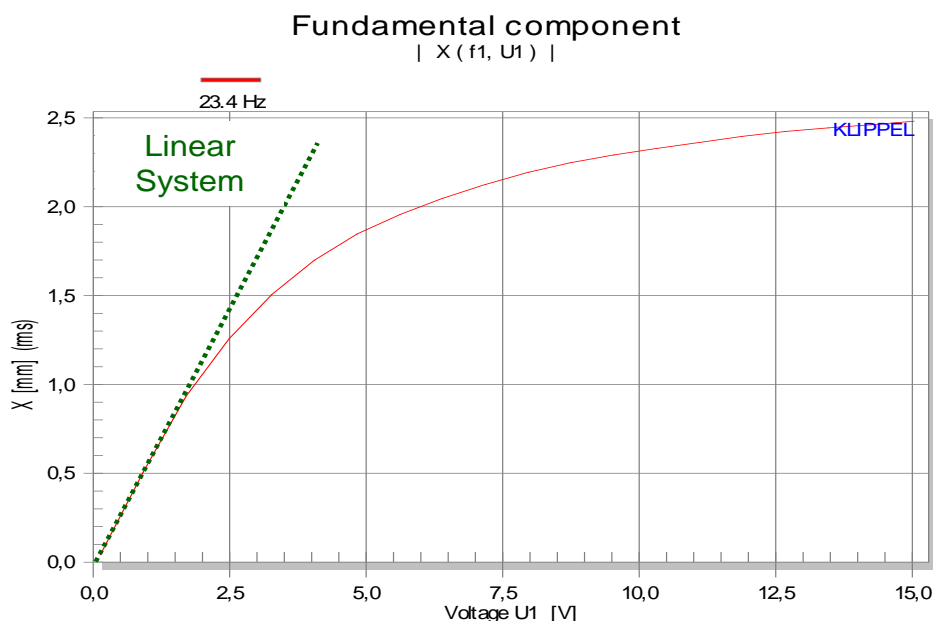


Abbildung 10: Kompression der Auslenkung $X(U_1)$ bei $f = 23,4 \text{ Hz}$. [1]

Die Kompression hat insbesondere bei hohen Eingangsamplituden eine große Bedeutung, weil sie unter anderem die maximale Ausgangsleistung und den Schalldruck limitieren.

Aber nicht nur die Kompression ist ein Indiz für Nichtlinearität, sondern auch der DC. Der Gleichanteil macht sich bemerkbar, indem er die Grundposition der Spule oder der Membran ($X = 0$) in positive oder negative Richtung verschiebt und um einen neuen Punkt ($X \neq 0$) die Schwingung ausführt. Schematisch wird dies in **Abbildung 11** deutlich. In der Grundposition führt die Membran Schwingungen um den Nullpunkt aus. Beim DC erfolgt die Schwingung um den Punkt $X = 2$ mm. Der Gleichanteil ist auch abhängig von der Frequenz.

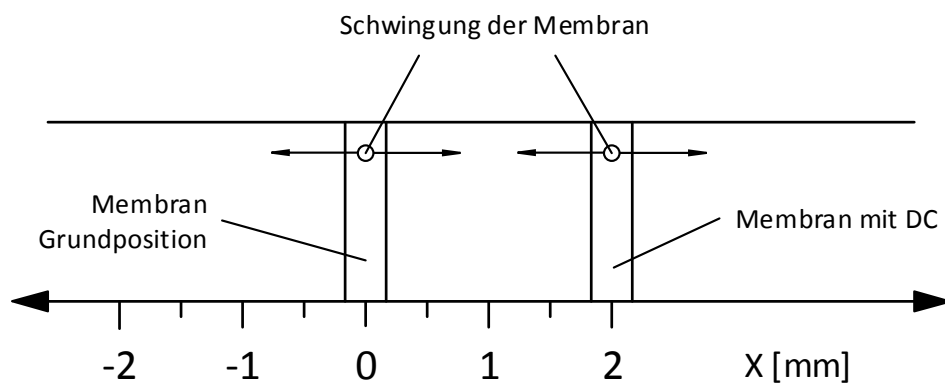


Abbildung 11: schematische Darstellung des DC (Gleichanteil) einer Membran

Die im Kapitel 2.2 beschriebenen Nichtlinearitäten haben jedoch nicht nur eine theoretische Bedeutung. Sie rufen reguläre Verzerrungen hervor und können so einen entscheidenden Einfluss auf die Klangqualität haben. Harmonische Verzerrungen sind ungewollte spektrale Schwingungsanteile, die nicht im Ausgangssignal vorkommen. Im Klangbild und/oder in der spektralen Analyse erscheinen sie als Vielfaches der Anregungsfrequenz und verfälschen den Klang des eingespeisten elektrischen Signals. Im unten dargestellten Diagramm (**Abbildung 12**) ist die Übertragungsfunktion $H(f) = p(f)/U(f)$ eines Treibers dargestellt (*Fundamental*). Die übrigen Kurven stellen die harmonischen Verzerrungsanteile der jeweiligen Erregungsfrequenz dar (*2nd Harmonic*, *3rd Harmonic*, etc.). In diesem Beispiel liegen die Verzerrungen mindestens 10 dB unter der Amplitude der fundamentalen Komponente.

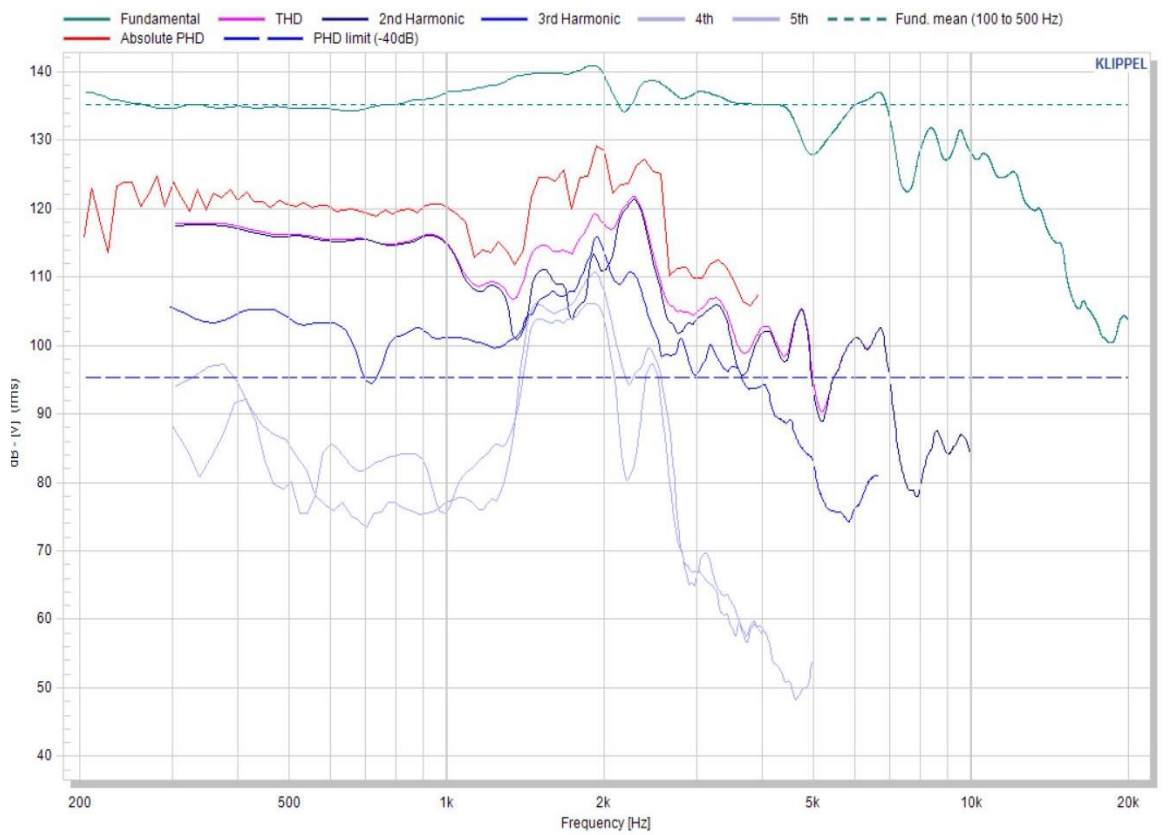


Abbildung 12: Übertragungsfunktion $H(f) = \frac{p(f)}{U(f)}$ der Erregerspannung (*Fundamental*) und ihrer Verzerrungsanteile in dB

3 Messtechnische Grundlagen

Bei den Vermessungen von Lautsprechern und bei der Entwicklung von Messverfahren und Analyseverfahren kommen ganz bestimmte Messmethoden, -geräte und -software zum Einsatz. Als Messverfahren spielen die akustische Schallfeldmessung mit Mikrofon, als auch die Laser-Scanning-Vibrometrie eine Rolle, die hier ebenfalls erklärt werden sollen.

3.1 Die Laser-Scanning-Vibrometrie

Die Laser-Scanning-Vibrometrie ist ein bildgebendes Verfahren zur berührungsfreien Messung von schwingenden Bauteilen. Auf Basis des Triangulationsprinzips nimmt der Laser die Position eines bestrahlten Flächenelements dS , relativ zu einem Koordinatenursprung auf [13]. Demnach sind auch die Winkel α und β , unter denen die Laser die Fläche bestrahlen, bekannt, aus denen sich mit Hilfe der Basislänge b und trigonometrischer Umformungen die Koordinaten von dS bestimmen lassen.

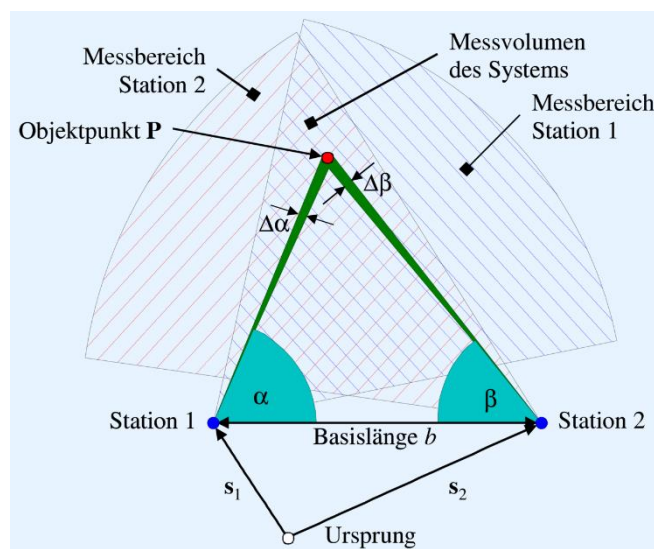


Abbildung 13: Messprinzip der Triangulation schematisch im 2-dimensionalen Fall [13]

Beim speziell von Klippel entwickelten Scanner hat der Tisch, auf dem der Treiber montiert ist, einen Translations- und einen Rotationsfreiheitsgrad (φ, r), die es ermöglichen, jeden Punkt der Abstrahlfläche des zu untersuchenden Treibers zu erreichen (**Abbildung 14**). Der Laserkopf selbst kann sich nur in z-Richtung bewegen und ist damit für die Fokussierung des Laserstrahls verantwortlich. Über die Bewegung des Drehtisches und des Kopfes des Scanners ist der Laser in der Lage, automatisch ein vom Nutzer definiertes Netz von Punkten abzufahren und zu scannen. Das Netz wird definiert durch den Radius des Treibers und durch die Anzahl der radialen und zirkularen Punkte. Dabei sind verschiedene

Arten von Netztypen wählbar. Im **Abbildung 15** sind zwei gängige Netztypen dargestellt, die im Verlauf noch eine Rolle spielen werden [8].

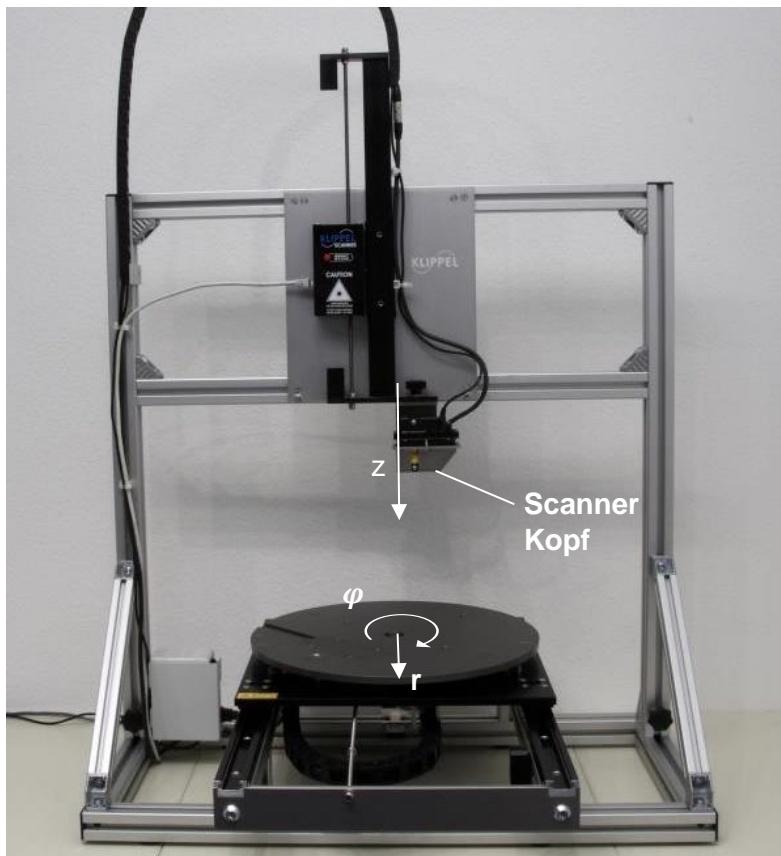


Abbildung 14: Klippel Scanning Vibrometer (SCN)

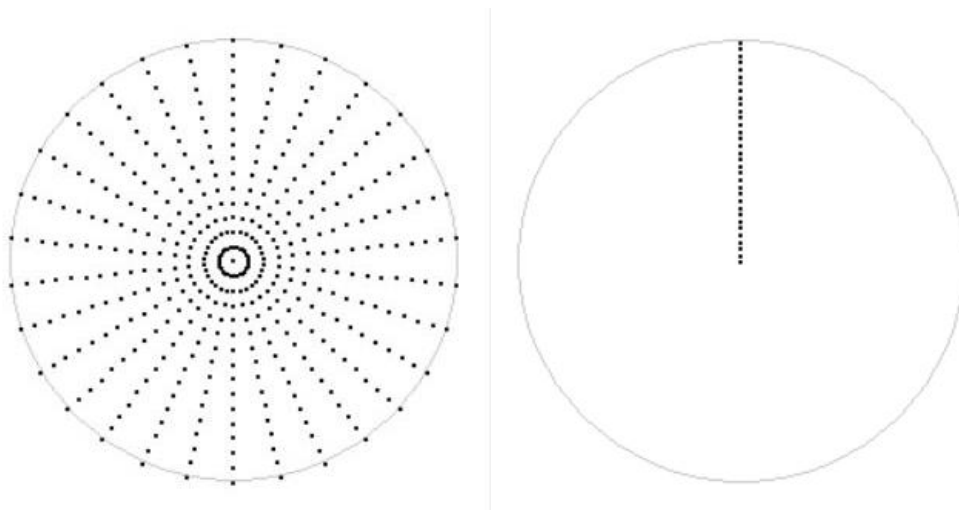


Abbildung 15: Scanning-Netz eines kreisförmigen Lautsprechers, links: komplettes Netz, rechts: Profil-Scan

Das Eingangssignal/Testsignal, durch das der Lautsprecher während der Messung zur Schwingungsausführung angeregt wird, lässt sich ebenfalls per Software steuern. Es wird ein *Sweep-Signal* mit einstellbaren Parametern festgelegt, das im Kapitel 3.3 näher erklärt

wird. Um Messunsicherheiten zu vermeiden, wird an jedem Punkt der Scan zweimal durchgeführt und bei Diskrepanzen gegebenenfalls gemittelt. Die gewonnenen Daten können mit der Klippel Scanning Software angezeigt und weiterverarbeitet werden. Kernstück dabei ist die Anzeige des im Kapitel 2.3 („Die Membran – ein nichtlineares Übertragungsmedium“) dargestellten Animationsmodells (**Abbildung 6**) und der frequenzabhängige AAL und SPL (**Abbildung 7**) für jeden gescannten Punkt.

Auf der folgenden Seite (**Abbildung 16**) ist der Messaufbau zu sehen, der für die Verwendung des Klippel Scanners notwendig ist. Die Basis bildet der PC, über den sich in der Scanner-Software alle notwendigen Einstellungen und Parameter verändern lassen. Dabei hat er eine direkte Verbindung zur *Motor Control* (1), durch den sich der Laser und der Drehtisch steuern lassen (2,3) und zum *Distortion Analyzer* (17). An ihn wird das Testsignal übergeben, durch den Amplifier verstärkt (12,13) und dann über den *Distortion Analyzer* (DA) an den Lautsprecher weitergeleitet (14,15). Gleichzeitig steht der *Distortion Analyzer* in Verbindung mit dem *Laser Controller*, um das Messsignal mit dem Testsignal zeitlich zu synchronisieren (8). Das Messsignal wird über den *Laser Controller* direkt an den PC und die Messsoftware übermittelt und dort ausgewertet. Eine akustische Messung mit Mikrofon ist mit dem Messaufbau ebenfalls gleichzeitig oder getrennt durchführbar. Dazu wird lediglich ein Mikrofon auf den Eingangskanal des DA gelegt.

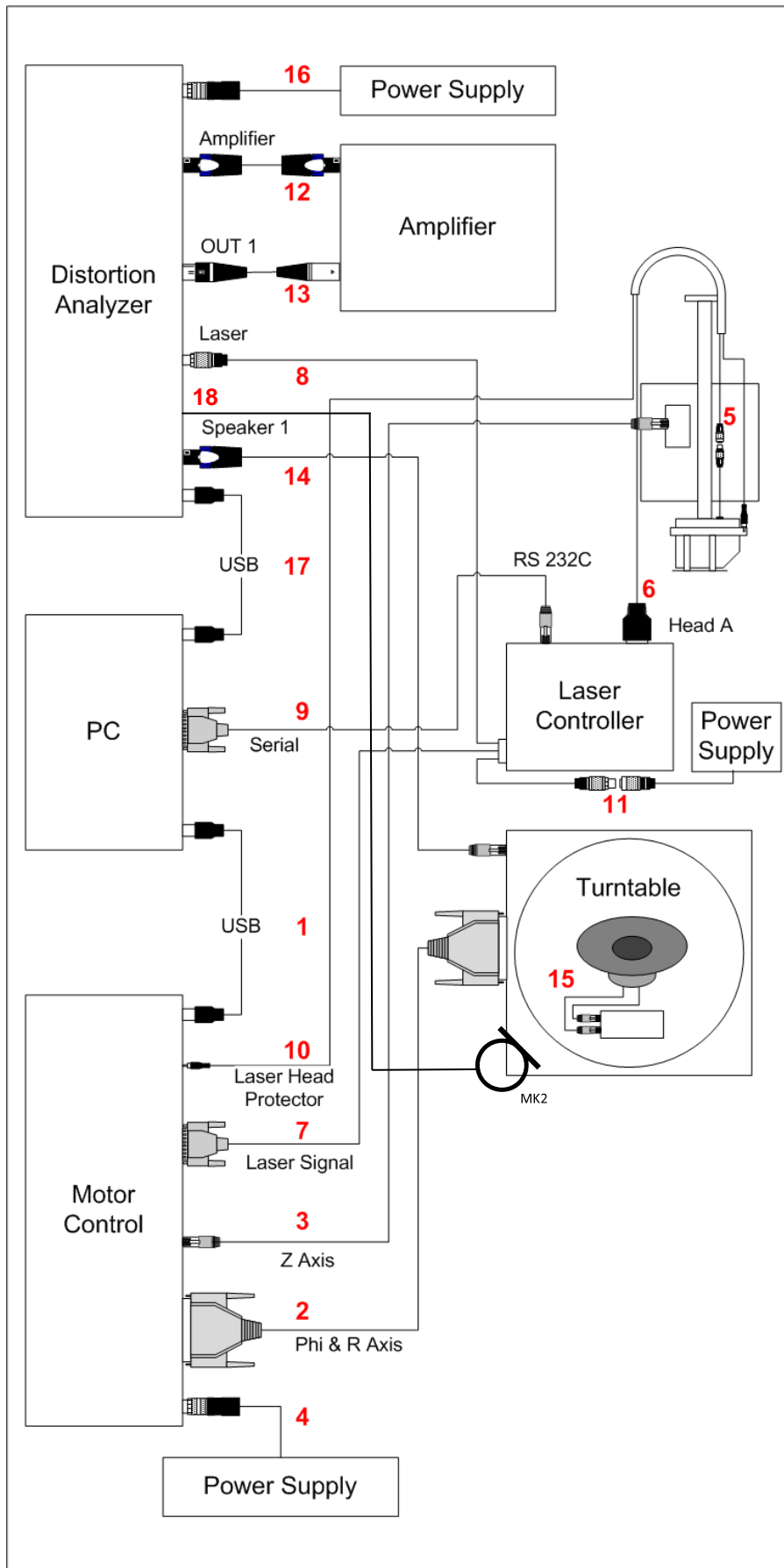


Abbildung 16: Messaufbau für die Messung des Vibrationsverhaltens von Treibern [8]

3.2 Messung des Luftschallfeldes mit Mikrofon

Das Prinzip für die akustische Messung entspricht, von der Übertragung ausgehend, in umgekehrter Weise einem Lautsprecher (**Abbildung 17**). Das akustische Signal wird über ein mechanisches Signal in ein elektrisches umgewandelt und für die Weiterverarbeitung digitalisiert. Bei der Messung kommt ein kapazitiver Wandler zum Einsatz, dessen Hauptbestandteile eine elektrisch leitfähige Membran und eine Metallplatte (Gegenelektrode) ist, die in einem Schaltkreis miteinander verknüpft sind. Da die Membran nur wenige Mikrometer dick ist, wird sie durch Schallwellen in Bewegung gesetzt und ändert in Abhängigkeit des Schalldrucks/der Schallschnelle und der Frequenz den Abstand zur Gegenelektrode. Diese Abstandsänderung hat eine Änderung der Kapazität des Kondensators zur Folge. Um diese Änderung zu messen wird der Kondensator über den Vorwiderstand aufgeladen und die Kapazitätsänderung zieht eine Spannungsänderung nach sich, die dann abgegriffen werden kann [12]. Der Schalldruck ist der Messgegenstand und die abgegriffene Spannung stellt die Messgröße dar.

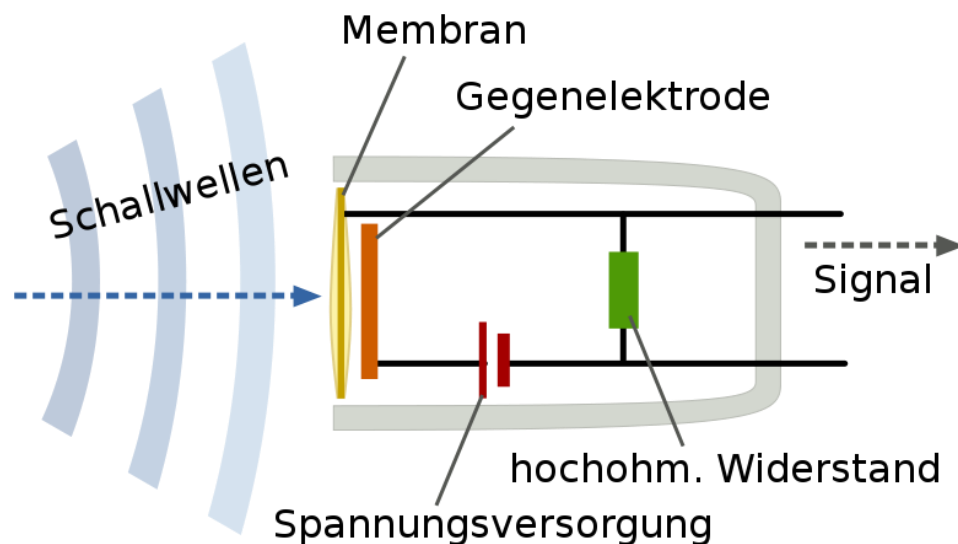


Abbildung 17: Grundlegendes Messprinzip eines Kondensator-Mikrofons [12]

3.3 Messung der Transfer-Funktion eines Lautsprechers

Für die Messungen der Transfer-Funktionen ist das Mess-/Analyseprogramm *dB-Lab* eingesetzt worden (**Abbildung 18**). Es ist ein von Klippel entwickeltes Programm, das modular aufgebaut ist und mit dessen Hilfe verschiedenartige Lautsprecher-Messungen durchgeführt werden können. Dabei bietet das Programm die Möglichkeit, für einen Treiber (Treibersymbol in der *Managementkonsole*, **Abbildung 18**) Operationen anzulegen und auszuführen (blaues Symbol). Je nach Messzweck wird jeder Operation ein bestimmtes Modul zugeordnet, das individuell anpassbare Parameter und Eigenschaften vereint, welche in der *Eigenschaftsauswahl* zu finden sind.

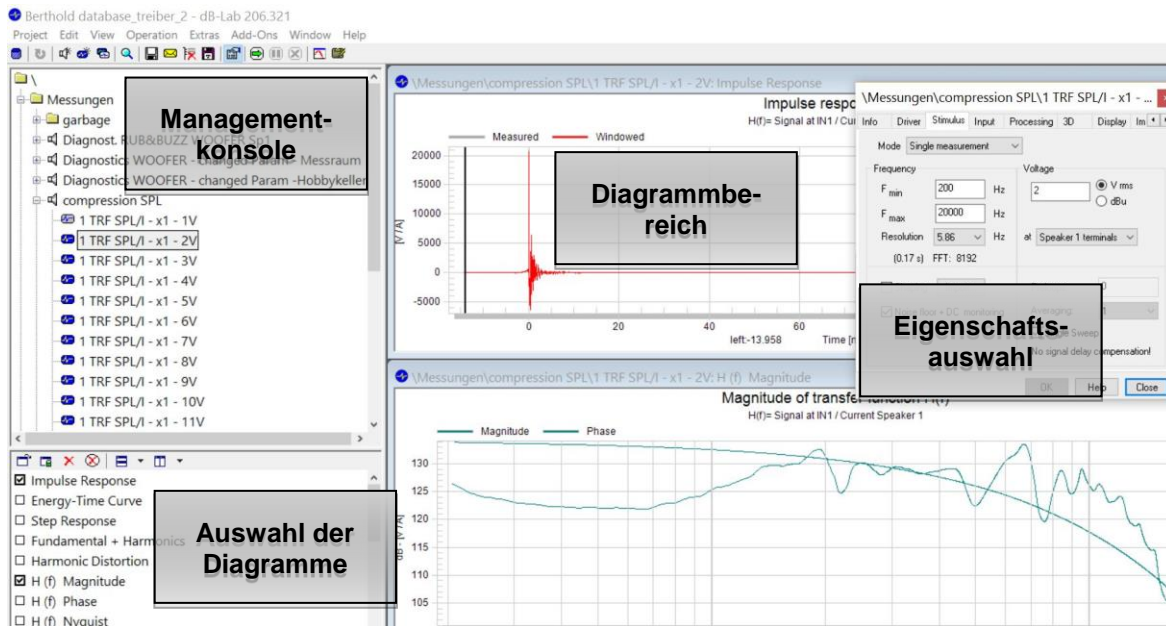


Abbildung 18: Mess-/ Analysesoftware dB-Lab für Lautsprecher

Mit der TRF-Operation (engl.: Transfer Function) kann das Übertragungsverhalten eines Lautsprechers untersucht werden. Die Übertragungsfunktion kann allgemein definiert werden als

$$H(f) = \frac{\text{Ausgang}(f)}{\text{Eingang}(f)}. \quad (16)$$

Im Tab *Processing* der *Eigenschaftsauswahl* wird festgelegt, welche Größen für die Berechnung der Übertragung verwendet werden sollen. Beispiele für Eingangs-/ Ausgangsgrößen sind der Strom, die Erreger-Spannung, der Ausschlag der Membran oder der gemessene Schalldruck mittels Mikrofon. Zudem werden hier die Eigenschaften des bereits genannten *Sweep-Signals* deklariert. Insbesondere müssen hier die *Frequenzauflösung*, Anfangs- und Endfrequenz, das *Averaging* und das *Shaping* genannt werden. Die Anfangs- und Endfrequenz geben an, bei welcher Frequenz der Sweep anfangen, bzw. enden soll, während die Frequenzauflösung angibt wie viele Frequenzen gemessen werden sollen. Das *Averaging* bestimmt die Anzahl der Messungen, die hintereinander ohne Pause durchgeführt und deren Einzelenergie addiert werden. Mit dem *Shaping* kann die Erregerspannung frequenzabhängig angepasst werden.

Eine wichtige Rolle bei der Berechnung der Übertragungsfunktion bildet die Impuls-Antwort im Zeitbereich (oberes Diagramm, **Abbildung 18**). Hier wird ein Zeitfenster festgelegt, das für die Transformation der Signale in den Frequenzbereich herangezogen wird. Die spektralen Anteile dienen als Grundlage für die Berechnung der Übertragungsfunktion (**Abbildung 19**).

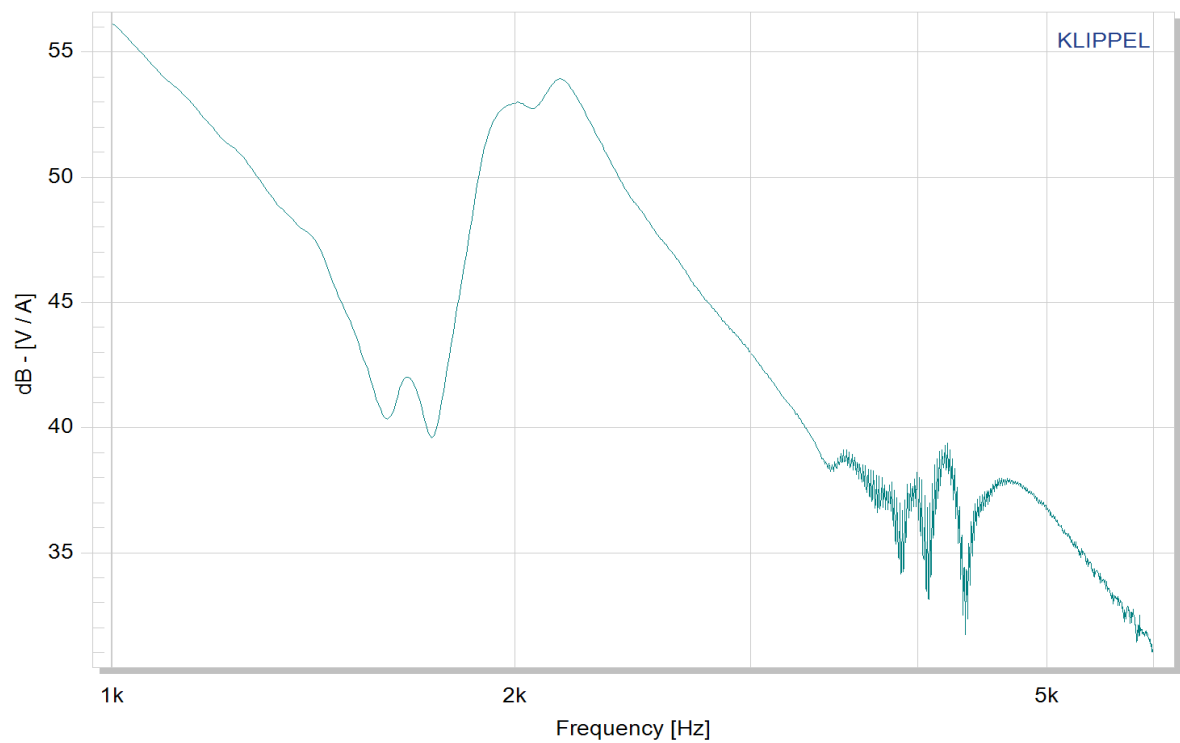


Abbildung 19: frequenzabhängige Übertragungsfunktion der Auslenkung $X(f)$ über den Strom $I(f)$. Sie nimmt bei gleichbleibender Spannungsanregung mit zunehmender Frequenz ab.

4 Problematik bei der Messung im akustischen Luftschallfeld

Die in der Einleitung erwähnten Simulation zur Entstehung von Verzerrungen durch Lautsprechermembranen haben zahlreiche Symptome zutage gebracht, die auf hörbare Verzerrungen im Schallfeld hinweisen (siehe [7]). Kernstück dieser Forschungsarbeit war es, sich in unterschiedlichen Schritten einer realen Lautsprecher-Geometrie zu nähern und das auftretende Schwingverhalten, die Schallemission und Verzerrungen zu bewerten. Dabei konnten besonders bei der nachgestellten Geometrie eines realen Lautsprechers bei hohen Erregerspannungen in den Eigenmoden erhebliche mechanische Spannungen lokalisiert und Verzerrungsanteile infolge dieser Dehnung festgestellt werden. Diese nichtlinearen Symptome und ihre Verzerrungen sollen nun auch an realen Lautsprechern nachgewiesen werden.

Das Ziel der Untersuchung ist die Auswirkung von Nichtlinearitäten im akustischen Schallfeld. Es ist also naheliegend, zuerst direkt das Schallfeld auf nichtlineare Symptome hin zu untersuchen. Dabei soll das Kompressionsverhalten der Übertragungsfunktionen und die harmonischen Verzerrungen bestimmt werden. Das Schallfeld lässt sich mit einem geeigneten Mess-Mikrofon untersuchen (Daten siehe Anhang Teil 1). Dafür wird der Lautsprecher, bei sonst unveränderten Parametern, mit verschiedenen Spannungen angeregt. Da nichtlineare Effekte erst bei hohen Auslenkungen entstehen, muss vorher mit geeigneten Messungen und Kennwerten abgeschätzt werden, ab wann diese Effekte auftreten und welche maximale Eingangsspannung den Lautsprecher nicht zerstört. Diese Spannung hängt in erster Linie von den Dimensionen, den mechanischen und den elektrischen Parametern ab.

4.1 Messung des Kompressionsverhaltens

Das Kompressionsverhalten lässt sich mit der Übertragungsfunktion

$$H(f) = \frac{p(f)}{I(f)} \quad (17)$$

analysieren. Da sie durch das Verhältnis von Ausgang zu Eingang definiert ist, müsste sie für zwei unterschiedliche Spannung, einer linearen Übertragung und sonst unveränderten Messbedingungen gleiche Ergebnisse liefern:

$$H_{U1}(f) = H_{U2}(f) \quad (18)$$

Im nichtlinearen Bereich gilt dies nicht mehr und es werden Frequenzen erwartet, die entweder Kompression oder Expansion aufweisen (**Abbildung 20**). Im Diagramm sind 3 Übertragungsfunktionen unterschiedlicher Spannung dargestellt. Sie weisen weitestgehend gleiche Größenordnungen auf, nur bestimmte Frequenzen stechen hervor, weil sie voneinander abweichen. Bei etwa 2 kHz z.B. ist der Pegel von 16 V geringer als der von 10 V und 1 V. Dort findet eine Kompression statt. Kurz oberhalb dieser Frequenz ist der Pegel bei 16 V jedoch höher als bei den anderen. Dies ist ein Zeichen für eine Expansion.

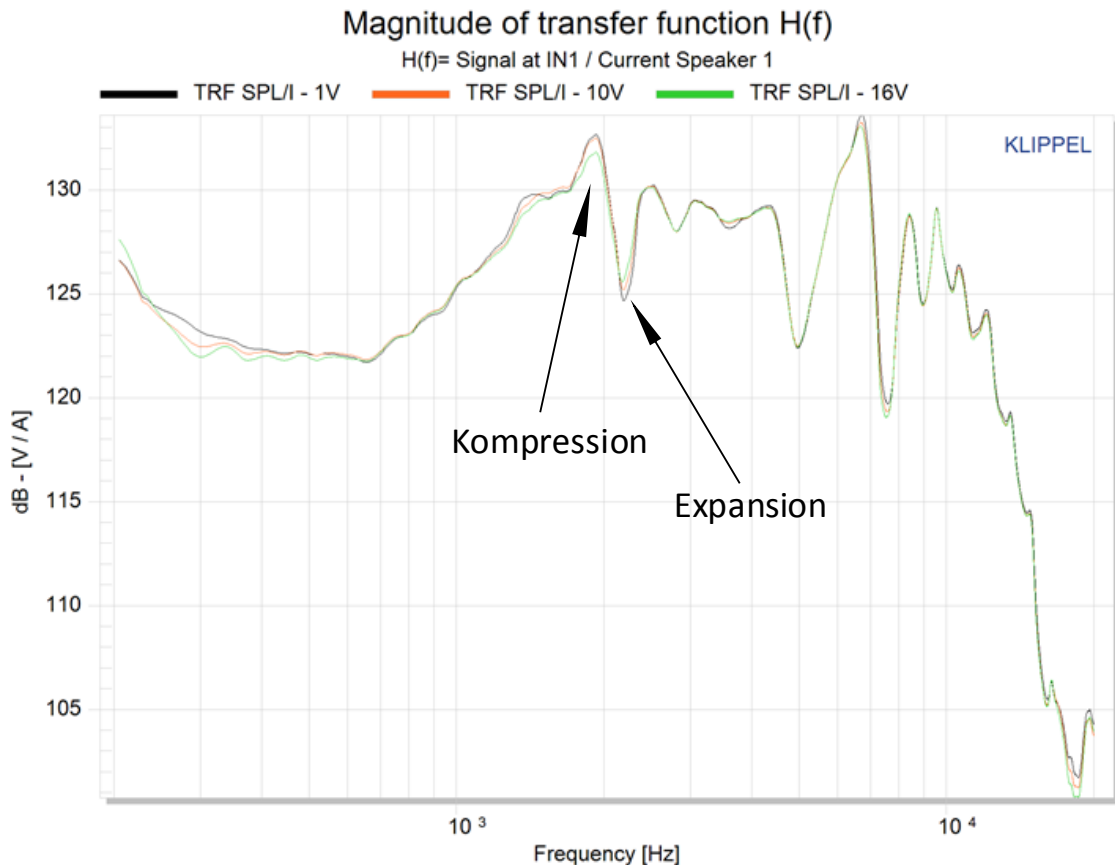


Abbildung 20: Übertragungsfunktion $H(f) = p(f)/I(f)$ für unterschiedliche Spannungen in dB.

Um diese Effekte genauer betrachten zu können, wird ein Referenzsignal festgelegt (der Einfachheit halber das Signal mit der niedrigsten Erregerspannung), zu dem die anderen Signale referenziert werden. Da $H(f)$, wie in **Abbildung 20** dargestellt, bei akustischen Größen vorzugsweise in dB angegeben wird, werden dazu die Signale voneinander abgezogen:

$$H(f)_{\text{Kompression/Expansion}} = H_{\text{Referenz}=1V}(f) - H_{aU}(f) \quad a > 1V \quad (19)$$

Aus dieser Differenz ergeben sich positive Werte (Kompression) und negative Werte (Expansion) (**Abbildung 21**). Das schwarze Signal gibt dabei die Variation zweier Messungen identischer Spannungen an und gibt Rückschluss darauf, ob die Expansion und Kompression in der gesuchten Frequenz verlässlich identifiziert werden kann. Das Referenzsignal sollte also immer 2 Mal gemessen werden.

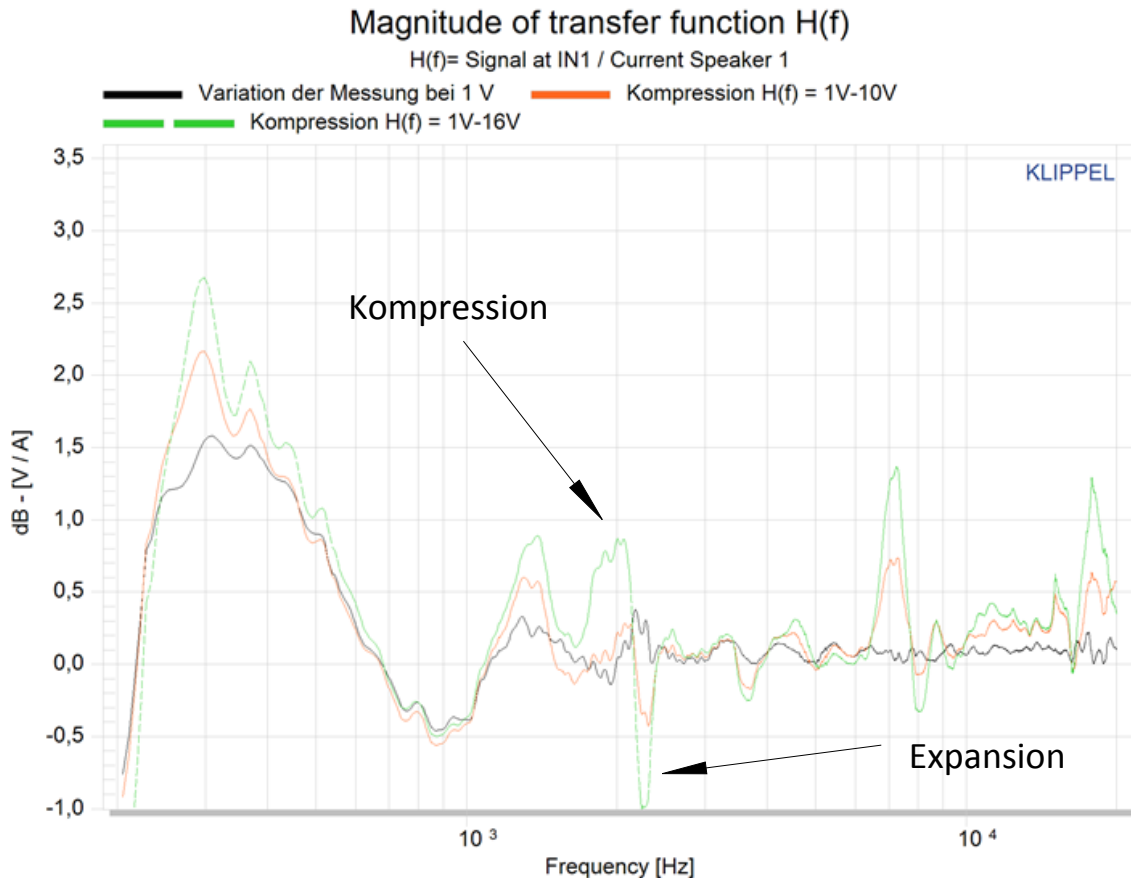


Abbildung 21: Variation, Kompression und Expansion, **schwarz:** Variation zweier identischer Messungen gleicher Spannung, **orange und grün:** Kompression mit Referenzsignal von $U = 1\text{V}$

4.2 Bestimmung der harmonischen Verzerrungen

Mit den gleichen Messdaten können auch die harmonischen Verzerrungen betrachtet werden. Hierfür wird das ebenfalls bekannte Erregersignal in die Betrachtung einbezogen:

$$H(f) = \frac{p(f)}{u(f)} \quad (20)$$

Dabei wird das Verhältnis zwischen Schalldruck und Spannung gebildet. Mit Hilfe dieser Transfer-Funktion werden die harmonischen Anteile jeder Frequenz berechnet. In den untenstehenden Diagrammen (**Abbildung 22**) ist der mit dem Mikrofon gemessene Schallpegel (*Fundamental*) und dessen korrespondierenden Verzerrungsanteile (2nd Harmonic, 3rd Harmonic, *THD* – Total Harmonic Distortion) über der Frequenz aufgezeigt. Im linken Diagramm, was den Verlauf bei $U = 1\text{V}$ Eingangsspannung zeigt, sind die absoluten Verzerrungsanteile in Abhängigkeit der fundamentalen Komponente wesentlich geringer als bei $U = 16\text{V}$ (rechts). Das ist auf die Zunahme der nichtlinearen Effekte bei größer werdender Spulenauslenkung zurückzuführen. Zusätzlich sind auch unterschiedliche Kurvenverläufe in den Verzerrungen erkennbar. Während die Anzahl der Peaks und deren Frequenz sich kaum verändern, so ändern sich jedoch die Amplituden. Das wird deutlich, wenn man die Verläufe der Zweiten Harmonischen und der Dritten Harmonischen betrachtet. Hier ändert

sich der Einfluss der beiden Anteile auf die aufsummierten Verzerrungen (THD) in bestimmten Frequenzen. Diese Symptome lassen sich ebenfalls auf nichtlineare Effekte zurückführen, die durch die erhöhte Auslenkung aktiviert werden. Beim frequenzabhängigen Vergleich mit dem Schwingverhalten der Abstrahlfläche, welches mit der Laser-Scanning-Vibrometrie aufgenommen wurde, hat sich außerdem ergeben, dass die ersten Eigenfrequenzen der Abstrahlfläche mit bestimmten Peaks in der Übertragungsfunktion zusammenfallen. Das ist ebenfalls ein Hinweis auf ein nichtlineares Symptom.

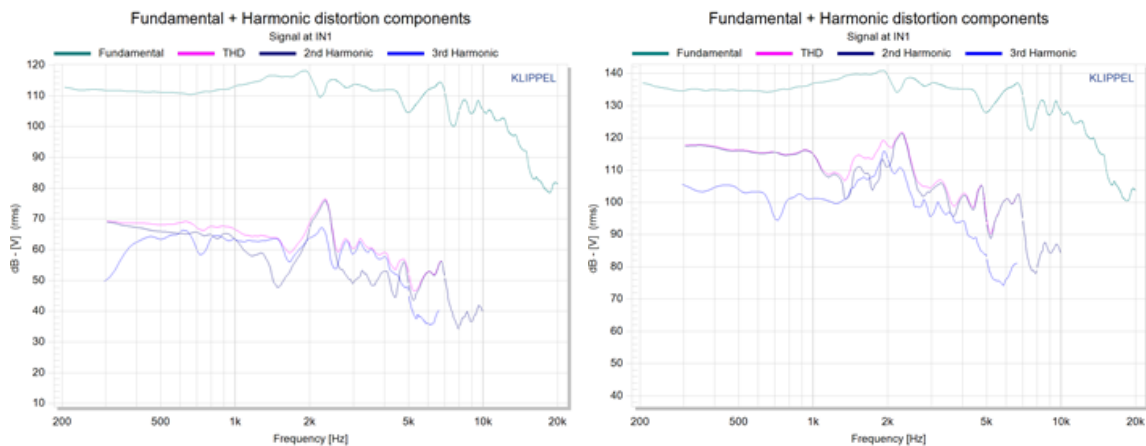


Abbildung 22: harmonische Verzerrungsanteile bei $U = 1\text{V}$ (links) und $U = 16\text{V}$ (rechts)

Welche nichtlinearen Effekte die Symptome hervorrufen und wo sie entstehen, ist aus diesen Daten jedoch nicht vollends ableitbar. Das liegt zum einen daran, dass die Übertragung, wie unter 2.1 beschrieben, von der Umwandlung dreier Energieformen gekennzeichnet ist. Zum anderen führt die Rückkopplungen nichtlinearer Effekte zur Verstärkung oder Aktivierung weiterer nichtlinearer Effekte und macht damit eine eindeutige Zuordnung sehr schwierig. Weiterhin tragen auch die Eigenschaften des Aufnahme-raumes (hier eine Aufnahme-box aus MDF-Platten) zur Modifizierung des Eingangssignals bei. Insbesondere sind hier die Raumdimensionen zu nennen, die Einfluss auf die Entstehung stehender Wellen und das Interferenzmuster der korrelierenden Schallwellen haben und damit keine konstanten Messbedingungen über den Raum hinweg bieten. Die Beschaffenheit der Wände bestimmt das Reflexions- und das Dämpfungsverhalten und müsste bei der Interpretation ebenfalls analysiert werden. Aufgrund dieser zahlreichen zu bestimmenden Parameter und obwohl die Mikrofon-Messung sehr genau ist, wurde zur Untersuchung des Vibrationsverhaltens der Abstrahlfläche übergegangen, die eine genauere Zuordnung und Lokalisierung der Symptome ermöglichen soll.

5 Untersuchung des Gleichanteils mittels Vibrometrie

Da die Messung des akustischen Luftschallpegels hinsichtlich nichtlinearer Symptome, die durch die Abstrahlfläche aktiviert werden, sehr komplex ist, soll in diesem Kapitel eine weitere, direktere Herangehensweise untersucht werden. Die Grundlage bildet das unter dem Punkt 3.1 beschriebene Verfahren der Laser-Scanning-Vibrometrie. Insbesondere soll die Veränderung des frequenzabhängigen Gleichanteils über einen radialen Schnitt des Lautsprechers, als Symptom der Dehnung im Material, untersucht werden. Es wird auf die Entwicklung eines geeigneten Mess- und Analyseverfahrens für den DC eingegangen, die die Datenakquise für ein künftiges Modell zur Beschreibung und Detektion des nichtlinearen Übertragungsverhaltens von Lautsprechermembranen ermöglicht.

5.1 Die Messungen

Bislang konnte mit der Scanner-Software bei einem Lautsprecher-Scan nur eine Erregerspannung verwendet werden. Für die Analyse von nichtlinearem Verhalten ist es jedoch von Vorteil, in einem Zuge eine lineare und eine nichtlineare Messung, bei möglichst konstanten Umgebungsparametern, durchzuführen. Veränderungen im aufgezeichneten Signal lassen sich dabei am besten aufdecken und interpretieren, wenn die eingespeiste Energie der beiden Signale gleich ist und nur bestimmte Parameter verändert werden. Da die Gesamtenergie pro Messung abhängig ist von der Erregerspannung, dem Averaging, dem Shaping der Frequenzauflösung und anderen Parametern, wurde hier ein Zusammenhang gesucht, der eine lineare und eine nichtlineare Messung bei gleicher Eingangsenergie ermöglicht. Dabei haben sich vor allen Dingen die Parameter Spannung und Averaging als besonders geeignet herausgestellt. Bei Verdopplung der Spannung steigt der Pegel des Ausgangssignals um 3 dB und da bei jeder Verdopplung des Averagings der Signal-Pegel ebenfalls um 3 dB steigt, muss das Averaging durch 4 geteilt werden, um theoretisch die gleiche Energie, den gleichen Pegel zu erhalten. Dies kann in folgendem Ansatz dargestellt werden [14]:

$$\frac{U_S^2}{R_e} (1 + N) = \frac{U_L^2}{R_e} \left(1 + \frac{N}{4}\right) \quad (21)$$

$$\frac{U_S}{U_L} = \sqrt{\frac{\left(\frac{N}{4} + 1\right)}{N + 1}} \quad (22)$$

R_e stellt den elektrischen Widerstand dar und N ist die Anzahl des Averagings. Die eingespeiste Energie U_S^2/R_e eines Messdurchlaufs muss mit der Anzahl der Messungen multipliziert werden. Da bei der Messung ein Messdurchlauf durchgeführt wird, der das System in den Bereitschaftsmodus bringt, muss dieser Vorlauf ebenfalls in die Bilanzgleichung eingerechnet werden (+1).

Dieses Verhältnis wurde in die Scanner-Software implementiert. Um auf die Daten, die durch den Scanner aufgenommen werden, zuzugreifen, werden diese parallel in eine dB-Lab-Datenbank gespeichert [15]. Dabei entspricht jeder gemessene Punkt x_n mit der Spannung U einer TRF-Operation.

Zur Extraktion und Analyse dieser Daten wurde die Implementierung eines Tools realisiert, welches unter dB-Lab ausgeführt werden kann. Es extrahiert und speichert alle notwendigen Datenreihen in 3D-Matrizen und speichert sie mit den Messparametern in einer externen Datei (**Code in Anhang I**). Auf diese Weise kann schnell auf diese Daten zugegriffen und notwendige Berechnungen, Visualisierungen durchgeführt werden. Gerade bei Messungen mit vielen Punkten ist nur so die Fülle der Daten handhabbar. In **Abbildung 23** ist eine solche Matrix dargestellt. Jedes Kästchen symbolisiert dabei eine Auslenkung X in Abhängigkeit der Zeit t , der Spannung U und des Punktes x_n auf der Membran.

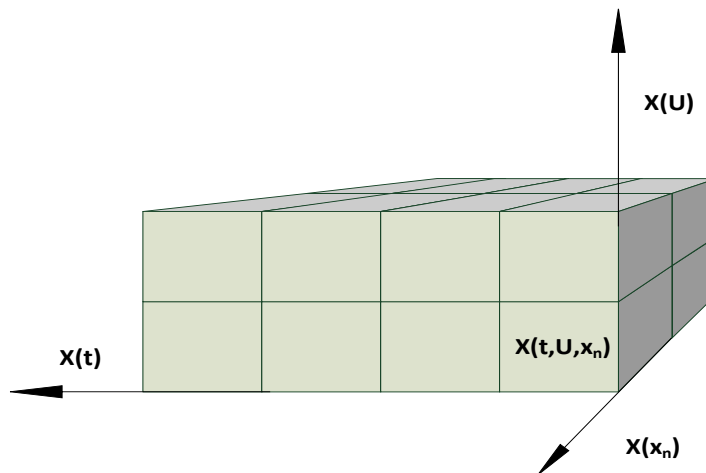


Abbildung 23: 3D-Matrix der Auslenkung $X(U, t, x_n)$ der Membran

Für die Realisierung dieser Software wurde eine sogenannte MAT-Operation eingesetzt, die als Schnittstelle zwischen der Implementierungssoftware (Matlab, Scilab – Software zur numerischen Lösung mathematischer Probleme) und dB-Lab fungiert. Sie kann, analog einer TRF-Operation, als neue Operation in der im Kapitel 3.3 beschriebenen *Management-konsole* angelegt werden. In dieser Operation kann das angefertigte Programmskript geladen und ausgeführt werden. Die MAT-Operation ermöglicht den erleichterten Zugriff auf alle in der Konsole liegenden Operationen, deren Setup-Parameter, Diagramme, Messdaten und somit die Manipulation und Auswertung der selbigen [9].

Gleichwohl das Ziel die Analyse von nichtlinearen Symptomen und die Entstehung von Verzerrungen auf der gesamten Abstrahlfläche ist, ist dies für die Erfassung von Symptomen

zu umfangreich. Wie in Kapitel 2.3 beschrieben entsteht Dehnung im Material dort, wo Punkte auf der Membran gegensätzliche Phasen besitzen. Dies ist grundsätzlich sehr gut bei den Frequenzen der Eigenmoden des Systems zu beobachten. Da wir es bei Lautsprechern mit runden Abstrahlflächen zu tun haben, ist die Annahme naheliegend, dass gerade die radialen Moden einen großen Einfluss auf das Abstrahlverhalten und auf Verzerrungen haben. Weil die Abstrahlung dieser Moden um den Lautsprechermittelpunkt symmetrisch erfolgt, sind auch die Bedingungen für die Dehnung in ähnlicher Weise vorzufinden. Das macht die Analyse dieser Moden einfacher, da lediglich die Betrachtung einer radialen Linie (Profilsan) ausreicht, um deren Schwingverhalten zu bewerten (**Abbildung 24**). Dies soll in einem ersten Schritt untersucht werden. Die Anzahl der Punkte hängt stark von den Dimensionen des Lautsprechers ab und muss für jeden Treiber neu angepasst werden. Bei der Anpassung sollte insbesondere darauf geachtet werden, dass die zu analysierenden Moden mit der Anzahl der Punkte gut erfasst werden können. Allgemein gilt: je höher die radiale Auflösung, umso detaillierter können die Bedingungen für die Entstehung von Verzerrungen analysiert werden. Andererseits bedeuten viele Punkte auch eine lange Messdauer, die es gilt abzuwägen.

Die Auswahl der zur Anregung verwendeten Spannungen muss ebenfalls getroffen werden. Die hohe Spannung muss dabei so gewählt werden, dass sie die nichtlinearen Symptome der Membran hervorruft.

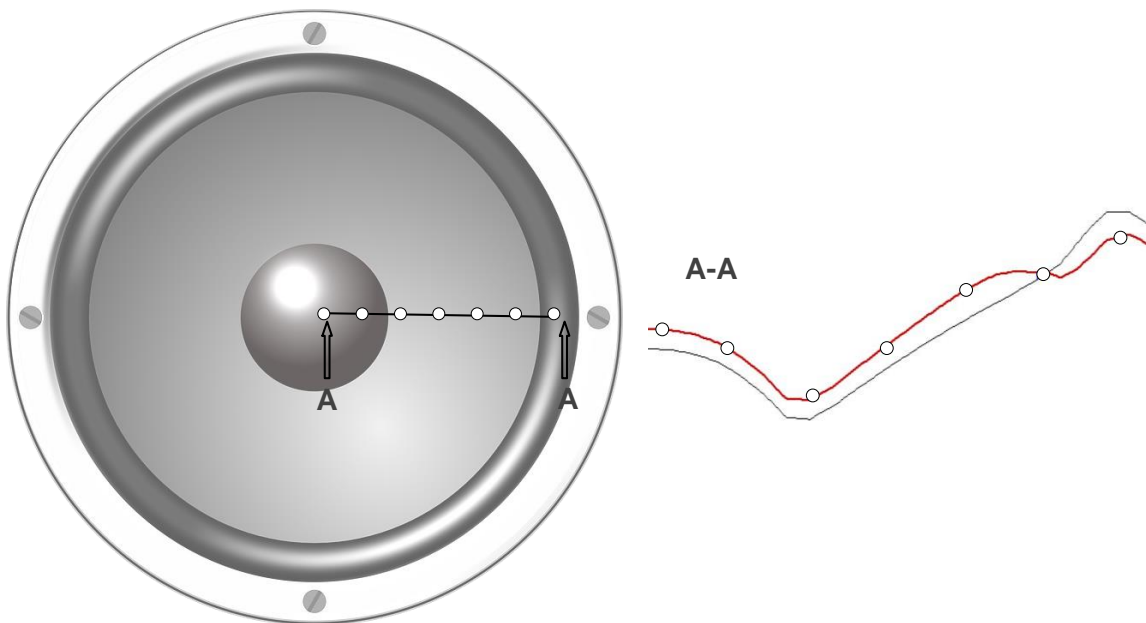


Abbildung 24: Messung radialer Punkte eines Lautsprechers (Profilsan), **links:** Draufsicht der kompletten Abstrahlfläche [10], **rechts:** radialer Schnitt bei A-A

Die unter Punkt 3.3 beschriebenen Parameter des Sweep-Signals müssen für eine optimale Messung im Vorfeld angepasst werden. Entscheidend hierbei sind die anzuregenden Frequenzen, die Frequenzauflösung, das *Averaging* und *Shaping*. Die Anfangs- und Endfrequenz müssen so gewählt werden, dass die zu betrachtenden Eigenmoden der Abstrahlfläche enthalten sind, deren Frequenzen aufgrund der Dimensionen von Lautsprecher zu

Lautsprecher variieren. Bei den bisher gemessenen Treibern (Woofer) lag die erste Eigenmode oberhalb $f = 500$ Hz. Bei Micro-Speakern liegen diese um Vielfache höher. Die Frequenzauflösung gibt an wie eng die zu messenden Frequenzen beieinanderliegen. Z.B. ergibt sich für die Anfangs-/Endfrequenz von $f = [500 \text{ Hz}, 6000 \text{ Hz}]$ mit einer Auflösung von $f = 1,46$ Hz folgende Reihe:

$$f_{\text{sweep}} = [500 \text{ Hz}; 501,46 \text{ Hz}; 502,92 \text{ Hz}; 504,38 \text{ Hz}; 505,84 \text{ Hz}; \dots; 6000 \text{ Hz}]$$

Je höher die Auflösung, umso genauer können die Eigenmoden detektiert werden und umso höher ist auch die Energie, die pro Oktave umgewandelt wird. Damit steigt auch das Signal-Rausch-Verhältnis und bringt dadurch verlässlichere Messresultate insbesondere in Frequenzen der Eigenschwingungen. Andererseits steigt mit zunehmender Auflösung die Messdauer und so muss insbesondere bei sehr hohen Amplituden darauf geachtet werden, dass der Lautsprecher durch die Langzeitbelastung keinen Schaden nimmt. Dort wird vor allen Dingen das Federsystem und die Verbindung zwischen Membran und Gummisicke strapaziert. D.h. nur ein Kompromiss zwischen Auflösung und Spannung ermöglicht eine zerstörungsfreie Messung.

Aber nicht nur die Frequenzauflösung erhöht das Signal-Rausch-Verhältnis, sondern auch das *Averaging*. Dabei können Werte, die der Reihe 2^n folgen festgelegt werden ($0 \leq n \leq 8$). Mit jeder Dopplung ($n + 1$) erhöht sich das Signal um 3 dB und sorgt für verlässlichere Messergebnisse.

Um hohe Auslenkungen zu vermeiden und um Messdaten mit hohem Informationsgehalt zu erzeugen, wird unter anderem das bereits erwähnte Shaping eingesetzt. Wenn ein elektrodynamischer Wandler mit einem *Sweep* der Spannung U betrieben wird, dann bleibt die Erregerspannung in allen Frequenzen konstant (**Abbildung 25**, links). Das bedeutet jedoch nicht, dass auch der Ausschlag der Spule/ der Membran über das gesamte Frequenzspektrum konstant bleibt. Mit ansteigender Frequenz sinkt der Ausschlag und damit auch der Signal-Rausch-Abstand (SNR, engl.: signal-to-noise ratio). Dies kann zu einem Problem bei hohen Frequenzen führen, wenn der $SNR < 30 \text{ dB}$ ist. Hier kann womöglich das Signal nicht mehr eindeutig vom Rauschen unterschieden werden. Der Einsatz eines *Shaping* ermöglicht hier wesentlich bessere Resultate, da es die eingespeiste Spannung über die Frequenz hinweg veränderbar macht. So kann beispielsweise für niedrige Frequenzen eine kleine Spannung gewählt werden, die frequenzabhängig ansteigt (**Abbildung 25**, rechts) und in den hohen Frequenzen für einen guten SNR sorgt. Gleichzeitig lässt sich im Bereich der Kolbenmode, die mit einer großen Auslenkung gekennzeichnet ist, die Auslenkung begrenzen und den Treiber vor Schädigung schützen.

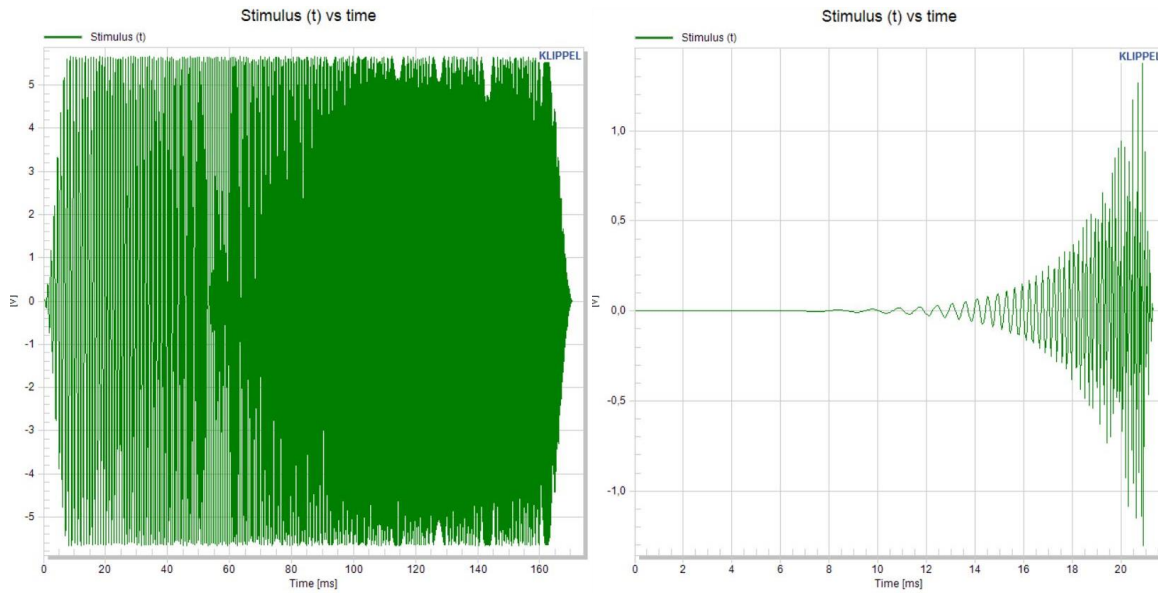


Abbildung 25: links: frequenzunabhängiger Stimulus, rechts: frequenzabhängiger Stimulus; Die x-Achse stellt die fortschreitende Zeit t [ms] des Sweep-Signals und die y-Achse die Erregerspannung U [V] dar.

Der Lautsprecher selbst wird in der Mitte des Drehtisches platziert und so befestigt, dass es während der Anregung und beim automatischen Verändern der Drehtischposition zu keiner Verschiebung des Lautsprechers kommt, die die Messung unbrauchbar machen würde.

5.2 Verfahren zur Bestimmung des Gleichanteils

Aus den gewonnenen Daten soll nun herausgefunden werden, wie sich der Gleichanteil in der Membran radial ändert. Denn es liegt die Vermutung nahe, dass sich in den Moden infolge von Dehnung, auch der Gleichanteil und damit der Punkt X , um den die Schwingung erfolgt, ändert. Eine Herangehensweise besteht darin, die Zeitsignale der Auslenkung der einzelnen Punkte über die Abstrahlfläche hinweg zu differenzieren. Das bedeutet, dass die Zeitsignale $X(t, r_n, U)$ und $X(t, r_{n+\Delta r}, U)$ benachbarter Punkte voneinander subtrahiert werden und als Ergebnis den vertikalen Abstand dieser Punkte liefern, der mit dem radialen Abstand der beiden Punkte in Relation gesetzt wird:

$$\Delta X(t, U) = \frac{X(t, r_n, U) - X(t, r_{n+\Delta r}, U)}{r_{n+\Delta r} - r_n} \quad (23)$$

Der Gleichanteil dieses neuen Signals ergibt den Unterschied des Gleichanteils zwischen den benachbarten Punkten. Es handelt sich hierbei um eine einheitenlose Größe, die einen schnellen Vergleich zwischen anderen Punkten und Treibern ermöglicht. Eine weitere Möglichkeit ergibt sich, wenn man den zeitabhängigen Gleichanteil der beiden radialen Punkte r_n und $r_{n+\Delta r}$ jeweils getrennt bildet und danach die Differenz aus deren Gleichanteilen bestimmt.

Da bei jeder Membran-Schwingungsmessung auch die Ruheposition X_{Ruhe} in Abhängigkeit der Laserkopfposition gemessen wird und es sich bei der Auslenkung X um absolute Werte handelt, die um diese Position X_{Ruhe} angesiedelt sind, kann die Form der Abstrahlfläche bei der Differentiation vernachlässigt werden. Die Differentiation ergibt ein neues Zeitsignal, aus dem sich der Gleichanteil berechnen lässt. Dieser Gleichanteil ist ebenfalls der Unterschied der Gleichanteile der benachbarten Punkte r_n und $r_{n+\Delta r}$, ist aber nicht identisch mit dem Gleichanteil der aus dem zeitlichen Differenzsignal gebildet wird. In der Auswertung soll dies näher betrachtet werden.

5.2.1 Berechnung des Gleichanteils mittels Hüllkurven-Verfahren

Die Findung des Gleichanteils stellt sich bei den vorhandenen Kurvenverläufen allerdings als nicht trivial dar. Das ist auf die unsymmetrischen Schwingungssignale und Spitzen, die im Eingangssignal nicht vorkommen, zurückzuführen. Da der Gleichanteil bei Schwingungen der Mittelwert zwischen der positiven und der negativen Auslenkung ist, ergibt sich dieser auch aus dem Mittelwert zwischen der positiven und negativen Hüllkurve (**Abbildung 26**).

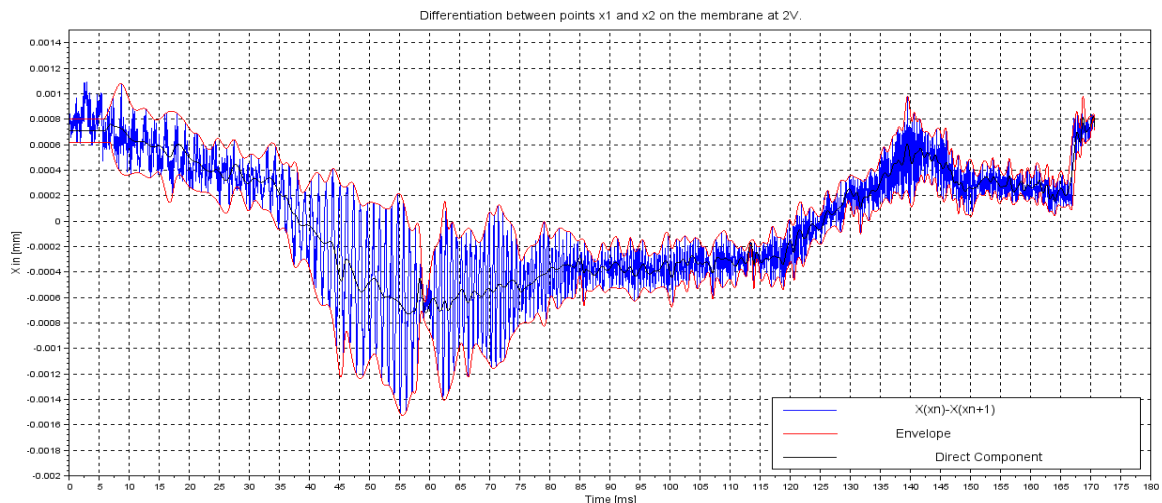


Abbildung 26: blau: Differentiations-Signal $X(r_n, t) - X(r_{n+1}, t)$ zwischen zwei Punkten auf der Lautsprecher-Oberfläche, rot: Hüllkurve des Signals, schwarz: Gleichanteil des Signals

Aufgrund der Asymmetrie des Signals, kann für die Bestimmung der Einhüllenden jedoch nicht die allgemein bekannte mathematische Formel für symmetrische Signale verwendet werden. Des Weiteren müssen auch konventionelle Algorithmen, wo beispielsweise die Nullstellen der Funktion bzw. Thresholds (Schwellwerte) zur Bestimmung der Maxima zum Einsatz kommen, ausgeschlossen werden. Denn das Signal ist darüber hinaus auch durch einen so hohen Gleichanteil gekennzeichnet, dass bei bestimmten Frequenzen gleichzeitig nicht nur Maxima, sondern auch ihre benachbarten Minima jeweils im positiven oder negativen Auslenkungsbereich zu finden sind. Für die Lösung des Problems wurde ein Algorithmus entwickelt, der zunächst mit Hilfe einer implementierten Funktion alle Maxima und Minima detektiert. Doch nicht alle dieser Spitzen sind Maxima einer vollen Auslenkung. Wie

bereits erwähnt, sind oftmals auch kleinere Peaks innerhalb des Signals zu finden, die bei der Berechnung der Einhüllenden jedoch unerwünscht sind, weil sie wiederum die Berechnung des Gleichanteils negativ beeinflussen würden (**Abbildung 27** – Spitzen innerhalb der schwarzen Umrahmung).

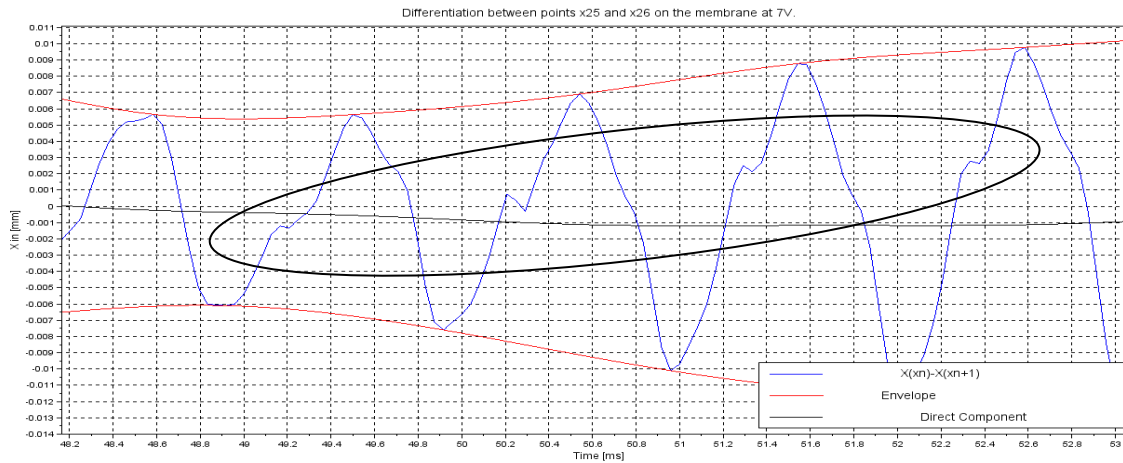


Abbildung 27: Ausschnitt eines Zeit-Signals mit auffälliger Peak-Verteilung, die Peaks in der schwarzen Umrahmung sind bei der Berechnung der Einhüllenden unerwünscht und müssen herausgefiltert werden

Es muss also geklärt werden, wie die relevanten Peaks für die Einhüllende ausgewählt werden. Dazu wird eine frequenzabhängig angepasste Fensterung verwendet, innerhalb dieser der höchste Peak ausgewählt wird. Dieser Peak ist wiederum auf der Zeitachse Ausgangspunkt für ein neues Fenster, indem das gleiche Prozedere vollzogen wird (**Abbildung 28**).

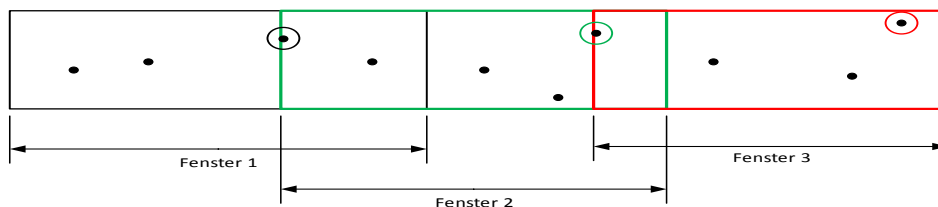


Abbildung 28: schematische Darstellung der Auswahl der relevanten Peaks (eingekreist); innerhalb eines Fensters wird der maximale Peak ausgewählt, dieser bildet zeitlich gesehen den Startzeitpunkt für das neue Fenster. Im neuen Fenster wird das Prozedere wiederholt.

Für die Anpassung der Fensterung wird eine Eigenschaft des Sweeps genutzt: die Abhängigkeit zwischen Periodendauer T der jeweils angeregten Frequenz und der Sweep-Zeit t . Dieses Verhältnis lässt sich in guter Näherung mit einer e-Funktion und den bekannten Parametern Anfangs-/ Endfrequenz und der Frequenzauflösung beschreiben. Es folgt der Funktion:

$$T(t) = a \cdot e^{k \cdot t}. \quad (24)$$

Da die Frequenzen f_{Anfang} und f_{End} bekannt sind und damit auch die Periodendauer $T(t = 0)$ und $T(t_{Sweep-Dauer})$ über den bekannten Zusammenhang

$$T = \frac{1}{f} \quad (25)$$

berechnet werden können, sind auch die Parameter a und k der Funktion mit Hilfe des Einsetzungsverfahrens bestimmbar. Mit der Funktion ist es möglich, zu jeder Zeit des Sweeps die Periodendauer der angeregten Frequenz zu berechnen. Ein Problem stellt hier jedoch die Frequenzauflösung dar, die dafür verantwortlich ist, dass nur bestimmte Frequenzen innerhalb des Frequenzintervalls $[f_{Anfang}, f_{End}]$ angeregt werden. Welche diskreten Frequenzen angeregt werden, ist durch das diskrete Frequenzspektrum der Übertragungsfunktion des Lautsprechers bekannt. Die berechnete Frequenz wird mit dem Frequenzspektrum verglichen und die Frequenz ausgewählt, die der berechneten am Nächsten kommt. Danach erfolgt die Umwandlung in die Periodendauer, denn diese bildet die Basis für die Länge des Fensters (siehe **Abbildung 28**). Aufgrund der sehr unterschiedlichen Signale, ist die Wahrscheinlichkeit hoch, dass innerhalb dieses Fensters kein Peak zu finden ist. Dieses Problem wird mit einem anpassbaren Fenster-Faktor gelöst, der automatisch erhöht wird, sobald dieses Ergebnis eintritt. So wird einem Scheitern des Algorithmus vorgebeugt. Da der Faktor für jedes neue Fenster auf den kleinsten Wert zurückgesetzt wird, werden keine relevanten Peaks „vergessen“ und die Einhüllende kann genauer berechnet werden. Die so erhaltenen Spitzen ergeben einen Vektor mit allen relevanten Peaks. Mit den Werten dieses Vektors und über die Anzahl der Messwerte eines Sweep-Signals wird nun linear interpoliert, indem aufeinanderfolgende Werte mit Hilfe linearer Funktionen verbunden werden. Die Einhüllende der Maxima und die Einhüllende der Minima werden separat in gleicher Weise bestimmt. Aus den beiden unstetigen Kurvenverläufen der Einhüllenden erfolgt nun die Berechnung des Gleichanteils (DC), der der Mittelwert zwischen beiden ist.

5.2.2 Berechnung des Gleichanteils mittels Tief-Pass-Filterung

Als weiterer Schritt soll geprüft werden, ob der Einsatz eines Tiefpass-Filters bessere Resultate liefert und die Berechnungsdauer verkürzt [14]. Bei der Messung wird ein zeitkontinuierliches in ein zeitdiskretes Signal umgewandelt. Dabei ergibt sich eine feste Zeitspanne $\Delta t = t_2 - t_1$ zwischen den abgetasteten Werten, aus der sich die Sampling-Frequenz berechnen lässt:

$$f_s = \frac{1}{\Delta t}. \quad (26)$$

Mit dem Frequenzintervall $[0; f_s]$ wird nun eine Frequenz-Reihe mit der Anzahl der aufgenommenen Samples kreiert und die Fourier-Transformation durchgeführt, um das aufgenommene Signal im Zeitbereich in den Frequenzbereich zu überführen. Dort wird eine Tief-Pass-Filterung mit dem Intervall $[0 \text{ Hz}, 50 \text{ Hz}]$ durchgeführt und zurück in den Zeitbereich transformiert, das in guter Näherung den Gleichanteil des Signals ergibt.

6 Auswertung des Gleichanteils

Die Grundannahme war, dass nichtlineare Symptome vor allem aufgrund der Dehnung in den radialen Eigenmoden der Abstrahlfläche zu finden sind. Hierzu wurden zunächst aus dem nachgestellten Schwingungsbild des gescannten Treibers die AAL's der radialen Eigenmoden herausgesucht (**Abbildung 29**, Einkreisung).

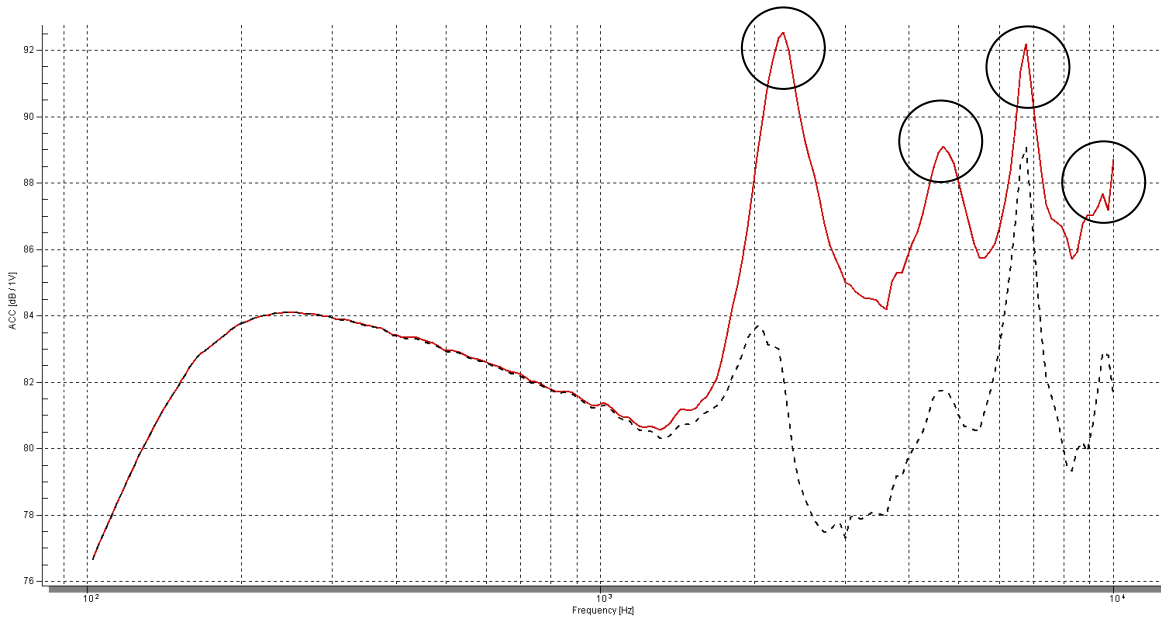


Abbildung 29: Frequenzspektrum eines Woofer **Rot:** AAL **Schwarz:** SPL, **Einkreisung:** radiale Moden

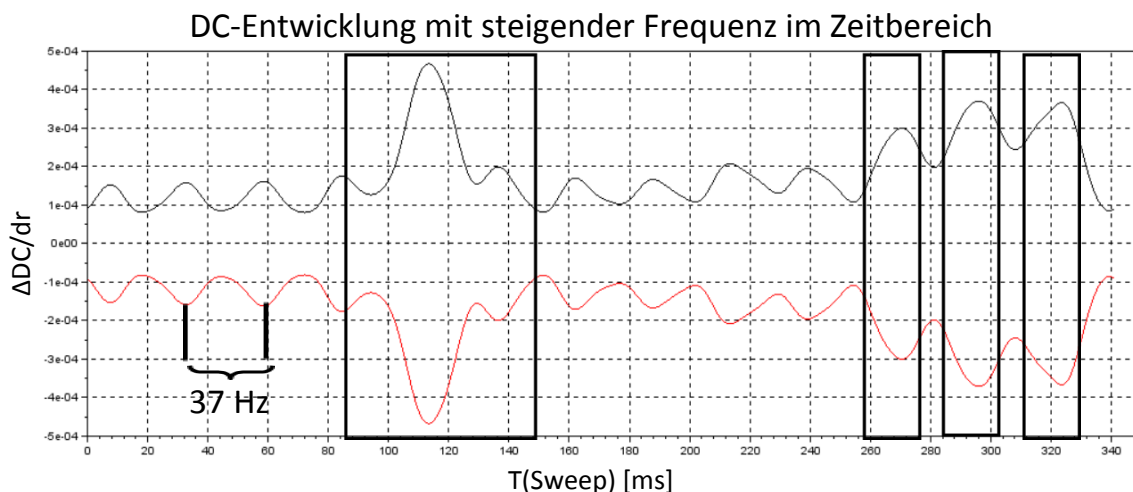


Abbildung 30: **Schwarz:** $DC\left(\frac{dX}{dr}\right)$, **rot:** $\left(DC(X(r_n, t)) - DC(X(r_{n+1}, t)) \right) / dr$, **Umrahmung:** Peaks korrelieren mit Eigenmoden des Lautsprechers

Ebenso werden nun die aus dem Gleichanteil auffälligen Signalverläufe gekennzeichnet (**Abbildung 30**). Um einen Vergleich zu ermöglichen, muss eines der beiden Signale in den

Zeit- oder Frequenzbereich überführt werden. Hier dient beispielsweise die unter 5.2.1 aufgestellte Formel, die einen beliebigen Zeitwert des Sweep-Signals in eine Frequenz überführt. Die Gleichanteile der radialen Punkte werden nun mit dem Schwingungsbild abgeglichen. Dabei ist ein klarer Trend zu beobachten, dass im $DC(dX/dr)$ zwischen allen Punkten im Bereich der radialen Moden der DC-Unterschied auffällig ansteigt (**Abbildung 30**). Besonders in der Nähe der Gummisicke und in der Mitte der Membran ist dieses Phänomen zu beobachten. Eine Schwankung von $DC(dX/dr)$ zwischen negativen und positiven Werten bedeutet, dass der Gleichanteil von $X(r_n, t)$ kleiner oder größer wird als $X(r_{n+\Delta r}, t)$, also $DC(X(r_n, t)) > DC(X(r_{n+\Delta r}, t))$ oder $DC(X(r_n, t)) < DC(X(r_{n+\Delta r}, t))$ wird.

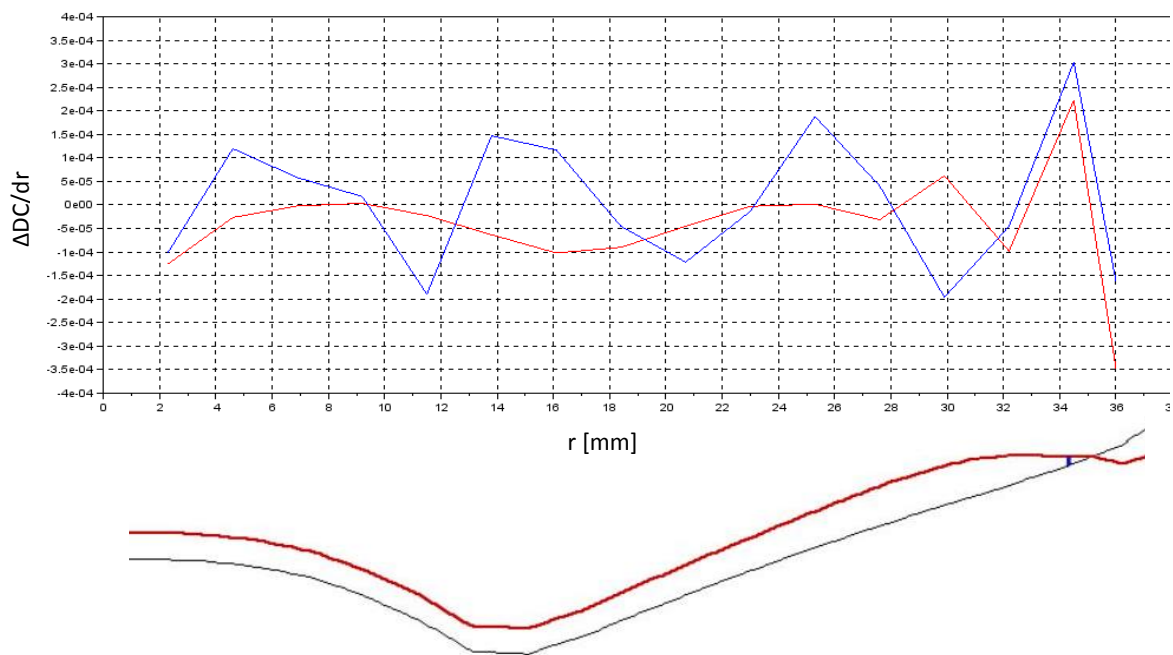


Abbildung 31: unten: radialer Schnitt eines Woofer's der 0-1-Mode, oben: $DC(dX/dr)$ über diesen Schnitt, rot: linearer Scan, blau: nichtlinearer Scan (doppelte Spannung)

Diese Gleichanteile wurden auch auf ihre radiale Ausprägung hin im Lautsprecher untersucht (**Abbildung 31**). Die rote Kurve stellt dabei den Unterschied im DC bei weitestgehend linearer Anregung des Treibers dar. Der Verlauf ist bis zu einem Radius r von 12 mm fließend, abrupte Schwankungen gibt es hier nicht. Oberhalb von 12 mm, am Rand der Membran hin zur Gummisicke, werden die Sprünge jedoch größer und der Unterschied zwischen 2 benachbarten Punkten nimmt markant zu. Dies könnte so interpretiert werden, dass beim Übergang von Membran um Gummisicke die Steifigkeit des Systems abnimmt, die eine ungehindertere Schwingung ermöglicht und auch eine ansteigende Änderung des DC zur Folge hat. Bei doppelter Spannungsanregung (blaue Kurve) ist von einem fließenden Übergang keine Rede mehr. Hier schwankt der DC innerhalb der Membran mit doppelter Amplitude. Nur in der Nähe der Gummisicke verhält sich der DC ähnlich wie im linearen Bereich und ist nur minimal größer als bei der nichtlinearen Messung. Leider konnte dieses Ergebnis in anderen Moden, bzw. bei anderen Treibern bislang nicht bestätigt werden. Die

DC-Änderungen, die hier betrachtet werden, sind so klein, dass jeder Störeinfluss das Ergebnis negativ beeinflussen kann. So sind beispielsweise die frequenzabhängigen Gleichanteile der einzelnen radialen Punkte mit einem Signal von 37 Hz/ 38 Hz gestört, dass sich über die gesamte Messdauer hinweg zieht (**Abbildung 30**). Da die Treiber standardmäßig mit Gummimasse auf dem Drehtisch befestigt werden, um sie am Verrutschen zu hindern, lag hier die Vermutung nahe, dass die Gummimasse mitschwingt und so für diese Vibration verantwortlich ist. Daraufhin wurde ein massiver Schraubstock in Einsatz gebracht, der leider diese Annahme nicht bestätigen konnte. Die Störung war auch während dieser erneuten Messung aufgezeichnet worden. Weiterhin im Verdacht sind Resonanzfrequenzen des Lautsprechers oder der Messeinrichtung. Diese Resonanzen sollen in weiterführenden Tests untersucht werden. Ein durch das Stromnetz hervorgerufenen Brummen kann weitestgehend ausgeschlossen werden, da dies in deutschen Stromnetzen mit 50 Hz über den diagnostizierten 37 Hz liegt. Selbst bei der alternativen Verwendung eines Tiefpasses von 30 Hz ist dieses Schwingen nicht merklich gesunken.

Auch aufgrund dieser systematischen Störung ist eine eindeutige Auswertung der erhaltenen DC's zu jetzigem Zeitpunkt sehr schwierig möglich und wenn überhaupt, nur mit erheblichen Unsicherheiten verbunden. Denn gerade in den höheren Eigenmoden, am Ende des Sweeps, ändern sich die Frequenzen so schnell, dass eine 37 Hz-Periodendauer eine oder mehrere dieser Eigenmoden überdecken kann.

Offen ist zudem, wieso der Gleichanteil von dX/dr ein anderes Ergebnis liefert, als die Subtraktion der Gleichanteile der beiden Auslenkungssignale an den Punkten r_n und $r_{n+\Delta r}$. In **Abbildung 30** scheinen die beiden Signale um die x-Achse gespiegelt zu sein. Doch die Beträge dieser Werte sind nicht identisch.

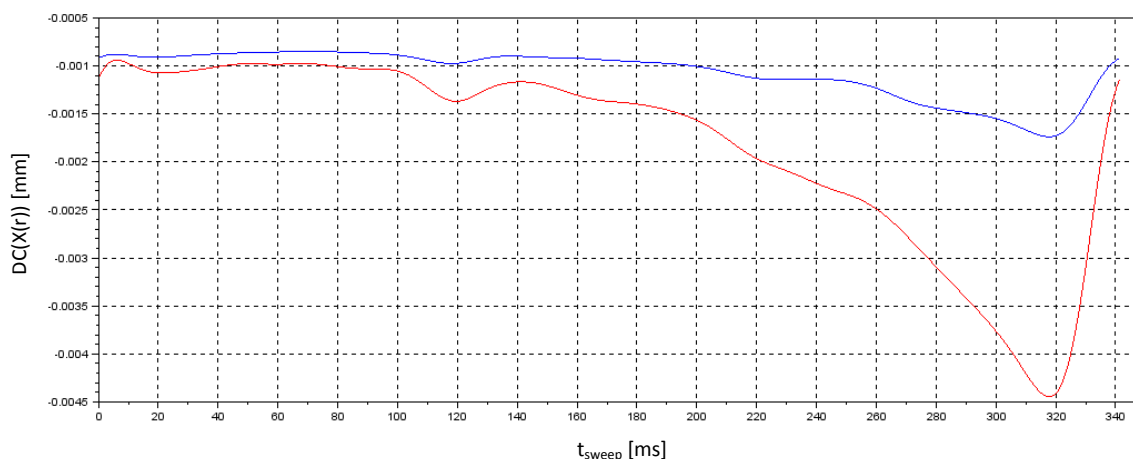


Abbildung 32: $DC(X(t))$, **blau:** lineare Anregung, **rot:** nichtlineare Anregung (doppelte Spannung)

Abbildung 32 zeigt die realen Gleichanteile eines Punktes auf der Membran. Es ist klar zu sehen, dass sie bei linearer (blau) und nichtlinearer (rot) Anregung mit zunehmender Zeit, also mit zunehmender Frequenz steigen. Als Grund für diesen starken Anstieg werden viskoelastische Effekte vermutet, die auf einer Aufweichung des Materials in Folge der hohen Spannung basieren könnten. Die Verdopplung der Spannung resultierte bei $t = 320$ ms

beispielsweise in eine Vervielfachung des DC's (rote Kurve), was über den gesamten radialen Schnitt hinweg zu beobachten war.

Bei der Interpretation des DC kommt noch ein anderes Problem hinzu – das Auflösungsvermögen des Lasers. Der verwendete Keyence-Laser-Kopf besitzt eine Wiederholgenauigkeit von $0,025\ \mu\text{m}$. Unterhalb dieses Wertes kann keine sichere Messung der Auslenkung und Quantifizierung des DC's erfolgen. Bei der Anregung muss demnach, wie unter 5.1 beschrieben, auf eine ausreichend hohe Auslenkung geachtet oder wenn dies nicht mehr möglich ist, die Verwendung eines noch genaueren Lasers in Betracht gezogen werden.

Die bislang vermessenen Lautsprecher sind Woofer gewesen. Kommende Messungen sollen auch das Verhalten von Mikro-Speakern und großen Bassboxen untersuchen. Hier wird das Verhalten insofern interessant, weil die Dimensionen und damit auch die Eigenmoden der Flächen bei Bassboxen tiefer bzw. bei Micro-Speakern höher sind.

Eine notwendige Anmerkung muss hier ebenfalls erfolgen zu den Messungen. Das unter 5.1 genannte Spannungsverhältnis geht idealerweise von einem über die Messzeit konstanten elektrischen Widerstand R_e aus. Dies ist jedoch nicht in der Realität der Fall, wenn viele Messungen einer Messreihe innerhalb kürzester Zeit getätigt werden. In diesem Szenario kann es zu einer zeitabhängig ansteigenden Wärmeentwicklung in der Spule kommen, die das Messergebnis beeinflusst. Die eingespeiste Energie kann also nicht komplett in eine mechanische Bewegungsenergie umgewandelt werden, sondern gibt einen Teil als Wärme ab. Dies konnte selbst bei sehr kurzen Messdauern von 85 ms pro Sweep beobachtet werden. Hier wurde im AAL im Frequenzbereich der Piston-Mode eine Kompression von 0,2 dB gemessen (**Abbildung 33, Folgeseite**). Da sich der Treiber in diesem Bereich gleichförmig bewegt, wäre dort bei gleicher eingespeister Energie nahezu keine Kompression zu erwarten gewesen. Eine Lösung wäre hier die Leerlaufzeit zwischen den Messungen zeitabhängig zu erhöhen um eine längere Abkühlphase zu ermöglichen. Trotz dieses Problems bietet diese Art der Messung Vorteile gegenüber Messungen bei denen einfach nur die Spannung erhöht wird. So können mit der gleichen eingespeisten Energie lineare und nichtlineare Effekte erzeugt werden, die konkretere Rückschlüsse auf die Entstehungsursache ermöglichen.

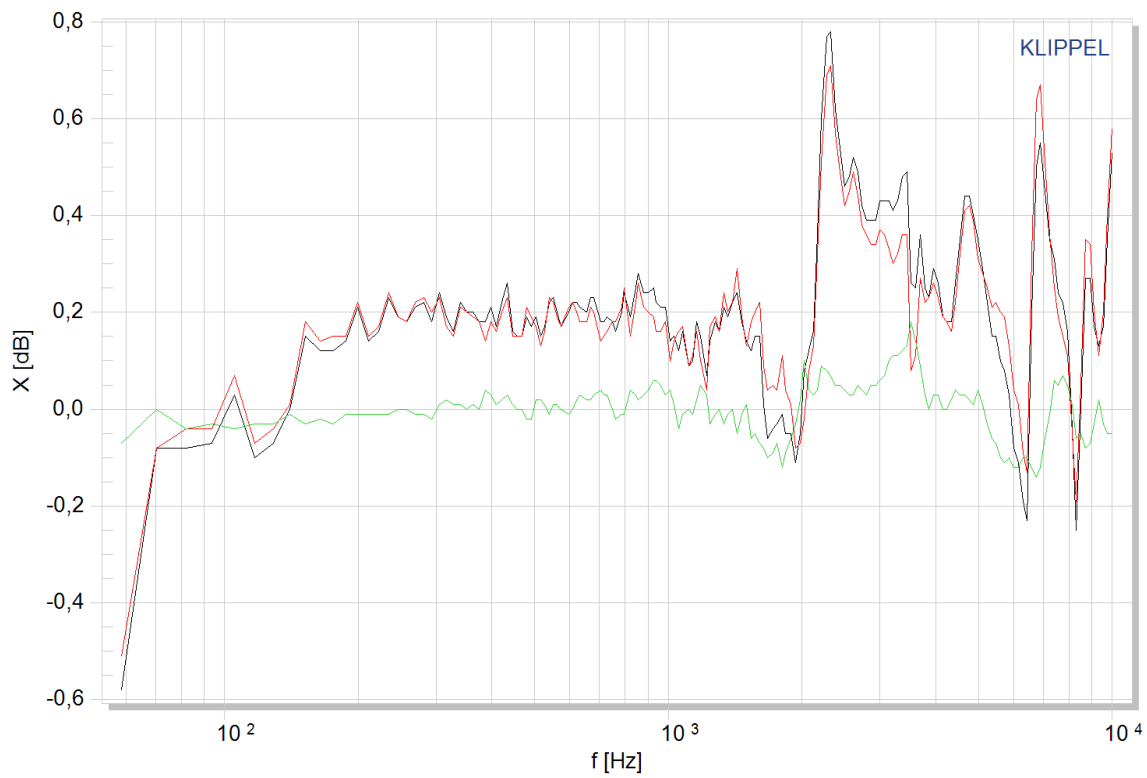


Abbildung 33: grün: Variation zweier identischer Messungen des *AAL* mit 20V Erregerspannung, schwarz / rot: Messung des *AAL* bei $U = 38 \text{ V}$ (siehe Spannungsverhältnis aus 5.1) mit jeweils einem Signal aus der Variation als Referenz

7 Bewertung der Analyseverfahren

Der Algorithmus für das Hüllkurven-Verfahren ist ein sehr genaues Maß, um den Gleichanteil zu bestimmen. Gerade die adaptive Fensterung und der adaptive Fenster-Faktor sind für die genaue Peak-Auswahl und damit für die hohe Genauigkeit verantwortlich und es wird keine wichtige Spitze vergessen. Doch der Algorithmus birgt auch einige Schwachstellen. Er scheitert beispielsweise, wenn im aktuellen Fenster nur nicht-relevante Peaks zu finden sind (**Abbildung 34**). Dort wird später über einen Punkt interpoliert, der den Verlauf der tatsächlichen Hüllkurve nicht korrekt abbildet und als Folgeerscheinung auch den Verlauf des Gleichanteils verändert. Das Weiterführen von nicht-relevanten Peaks geschieht meist dann, wenn die Funktion bereits bei der Verwendung des niedrigsten Fenster-Faktors (0.8) eine Spitze findet, die aber keine relevante Spitze im eigentlichen Sinne darstellt. Eine Anhebung dieses ersten Fenster-Faktors würde jedoch dazu führen, dass eventuell essentielle Spitzen außen vorgelassen würden. Das bedeutet, dass hier immer ein Kompromiss zwischen beiden Effekten gefunden werden muss, der den Verlauf der Hüllkurve und des DC's nicht zu sehr beeinflusst.

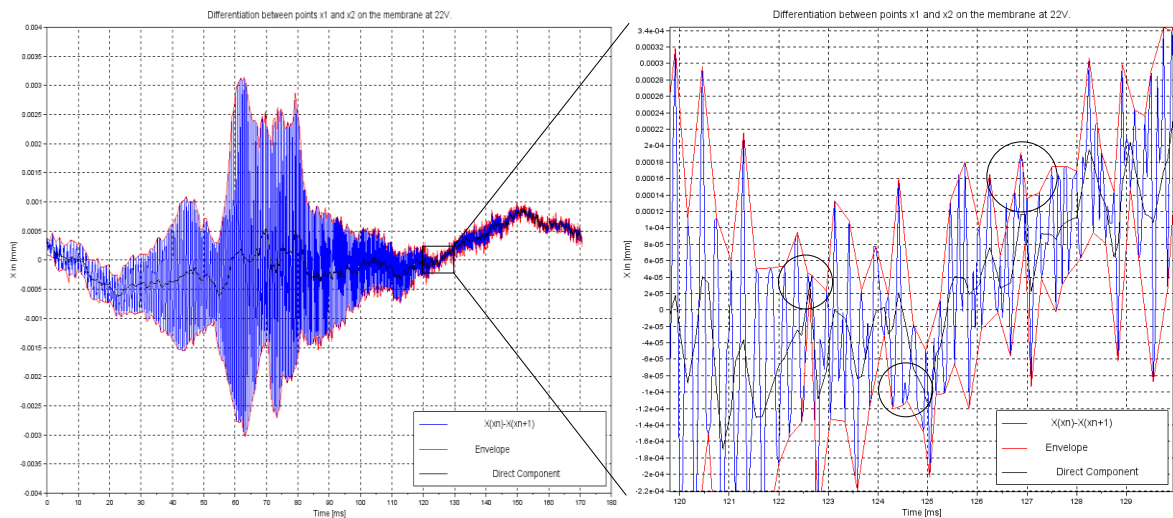


Abbildung 34: blau: dX/dr , rot: Hüllkurve, schwarz: Gleichanteil von dX/dr , Einkreisung: markante Stellen, an denen der Algorithmus Peaks als Stützstellen verwendet, die nicht relevant sind

Eine besondere Aufmerksamkeit muss den tiefen Frequenzen gewidmet werden. Wenn der Sweep bei besonders tiefen Frequenzen startet (z.B.: 50 Hz), werden die ersten Peaks des Sweeps nicht richtig abgebildet und es kommt zu einer Verzerrung der Einhüllenden (**Abbildung 35**). Ab 500 Hz spielt dies jedoch keine Rolle mehr, da die Periodendauern bereits sehr kurz sind. Hinzu kommt, dass die Eigenmoden der Abstrahlfläche sogar großer Bass-Treiber (Woofer) über 500 Hz liegen. Da die Frequenzen unterhalb nicht angeregt werden müssen, tritt dieser Effekt bei Berechnung kaum ein.

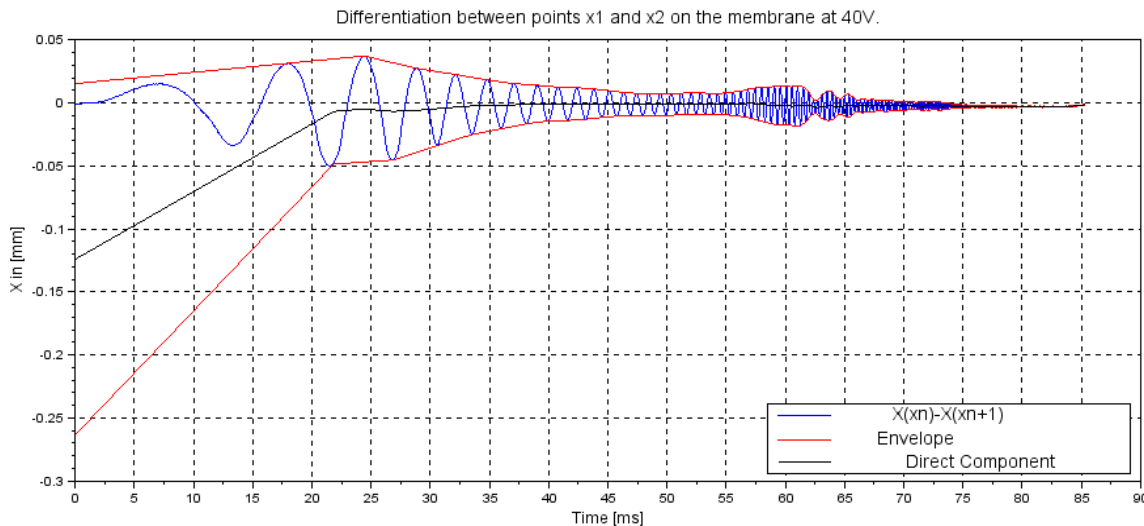


Abbildung 35: Einhüllende (rot), DC (schwarz) und Schwingungs-Signal dx/dr (blau); aufgrund der tiefen Frequenzen am Anfang des Sweeps (50 Hz) werden dort nicht alle relevanten Spitzen adäquat erfasst ($t < 20ms$).

All diese Effekte müssen nach der Signalbearbeitung und vor der Auswertung des DC geprüft werden, was einen hohen Auswertungsaufwand nach sich zieht und für die automatisierte Signalverarbeitung großer Messreihen unpraktisch ist. Ein weiteres Problem ist mit der Samplerate der Messung verbunden. Je näher die angeregten Frequenzen an die Nyquist-Frequenz (die halbe Abtastfrequenz) herankommen, umso ungenauer werden die Schwingungsspitzen des Signals. Bei diesem Phänomen kommt das Hüllkurven-Verfahren an seine Grenzen, weil es mit Peaks rechnet, die nur vermeintlich die wahren Spitzen einer Auslenkung sind. Eine Berechnung des DC's kann folglich nicht genauer werden. Wie ungenau dieses Verfahren ist, zeigt sich vor allem bei sich periodisch ändernden DC-Verläufen in sehr hohen Anregungsfrequenzen, die unrealistisch sind.

Das Tiefpass-Verfahren ist hier in vielerlei Hinsicht robuster. Hier müssen keine fragwürdigen Peaks ausgewählt oder ein Fenster-Faktor angepasst werden und da die Eigenmoden von Membranen erst ab 500 Hz beginnen, fallen diese Frequenzen nicht in den Bereich des gefilterten Gleichanteils und können problemlos herausgefiltert werden. Ein allgemeines Problem des Tiefpasses besteht allerdings in der Einschwingphase des Filters (**Abbildung 36**). Eine Grenzfrequenz (Cut-Off frequency) gibt an, ab wann der Tiefpass anfängt, herauszufiltern. Da er jedoch eine Einschwingphase besitzt, werden nicht alle Frequenzen oberhalb sofort herausgefiltert, sondern die Filterung nimmt mit steigender Frequenz zu. Dieses Phänomen muss hier nur insoweit betrachtet werden, als das die Grenzfrequenz nicht mehr als die Hälfte der Sweep-Anfangsfrequenz entsprechen sollte, da sonst Frequenzen mitgefiltert werden, die das Zielsignal - den Gleichanteil - unbrauchbar machen würde.

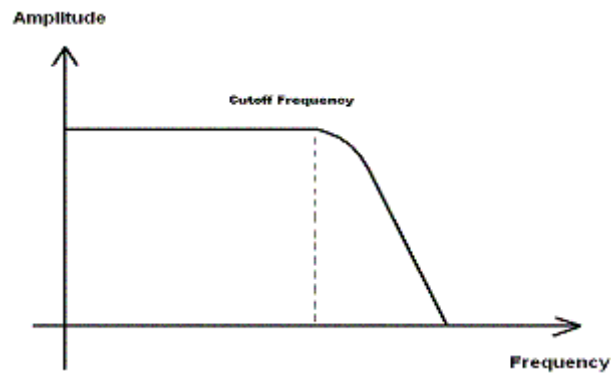


Abbildung 36: schematische Darstellung eines Tiefpasses im Frequenzbereich; die Cutoff-Frequenz stellt die Frequenz dar, ab der der Filter darüber liegende Frequenzen abschneiden soll [11]

Beim Vergleich zwischen beiden Verfahren ist zu bemerken, dass die DC's die gleichen Kurvenverläufe und auch die markanten Peaks aufweisen (**Abbildung 37**). Allerdings streut der durch das Hüllkurven-Verfahren erzeugte DC mehr, was es schwieriger macht, einen Trend abzulesen. Der Tiefpass erzeugt bei angemessener Grenzfrequenz – 50 Hz haben sich als ausreichend herausgestellt – einen wesentlich glatteren Kurvenverlauf, der einfacher zu interpretieren ist. Zudem ist der Algorithmus aufgrund seiner Schnelligkeit für ein künftiges Kundenprodukt besser geeignet. Die Berechnungsdauer für 20 Punkte und 2 Spannungen dauerte hier 30 Sekunden bis eine Minute, während das andere Verfahren für die gleiche Datenmenge 10 bis 20 Minuten in Anspruch nahm. Ein weiterer Unterschied zwischen beiden Verfahren ist in der Amplitude festzustellen. Der Tiefpass-Filter produzierte im Allgemeinen ein Signal mit geringerer Amplitude. Beim Hüllverfahren lag diese durchweg 1,5-fach bis 2-fach höher. Das ist darauf zurückzuführen, dass beim Tiefpass-Verfahren nur ein Mittelwert für die jeweilige Frequenz berechnet wird, die unter dem Maximalwert des DC's liegt.

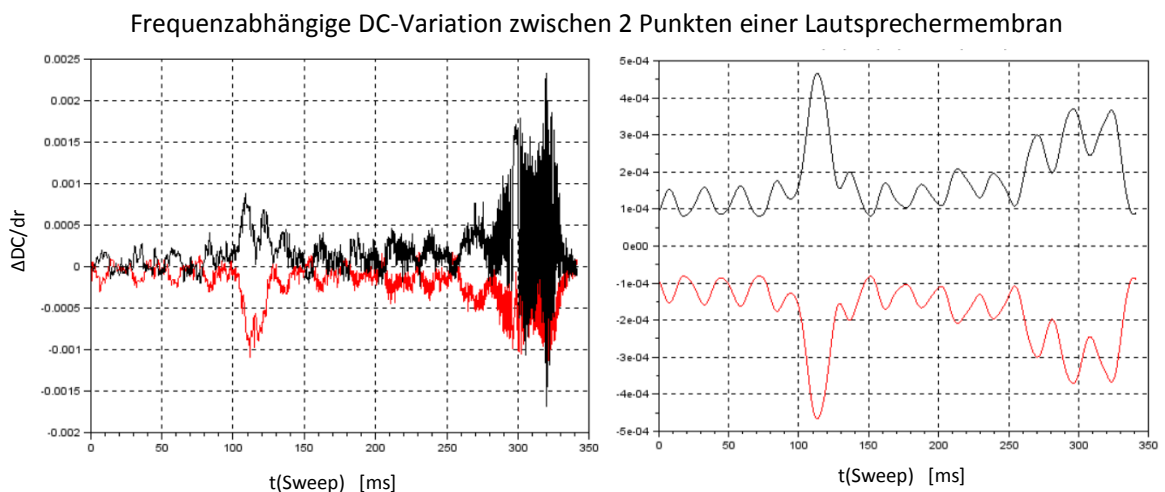


Abbildung 37: links: DC-Verlauf berechnet mittels Hüllkurven-Verfahren, rechts: DC-Verlauf ermittelt durch das Tiefpass-Verfahren; **schwarz:** $DC(dx)/dr$, **rot:** $(DC(x_n) - DC(x_{n+1}))/dr$

Für die Berechnung des Gleichanteils soll im Anschluss an die Arbeit noch ein drittes Verfahren geprüft werden, auf Basis eines *Moving Average* (Gleitender Durchschnitt).

8 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden nichtlineare Symptome - ausgelöst durch die Membran - mit Mikrofon im Luftschallfeld und durch Schwingungsanalyse mit Laser untersucht. Dabei hat sich herausgestellt, dass die mit dem Mikrofon erfasste Kompression zwar auf nichtlineare Symptome hinweist, jedoch erhebliche Unsicherheiten in seiner Interpretation birgt. Diese sind auf den komplexen Übertragungsweg vom Eingangs- zum Ausgangssignal zurückzuführen, der eine Vielzahl von unbekannten Parametern, wie Raumeigenschaften und Reflexionsbedingungen aufweist.

Aus diesem Grund wurde die Schwingungsanalyse der Abstrahlfläche als direktere Form der Analyse gewählt. Hier wurde das Hauptaugenmerk auf die Erfassung und Berechnung der Änderung des Gleichanteils gelegt, der über einen radialen Schnitt des Lautsprechers untersucht wurde. Da der DC jedoch nicht direkt gemessen werden kann, wurden 2 Verfahren zur Berechnung des DC entwickelt. Dabei hat sich insbesondere das Tiefpass-Verfahren als robuster und schneller herausgestellt. Darüber hinaus war der Unterschied im DC benachbarter Punkte in der Nähe der radialen Moden höher als in den übrigen Frequenzen. Bei den Messungen traten allerdings verschiedene Probleme auf, die im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr geklärt werden konnten. Speziell war es nicht möglich eine genaue Quantifizierung und Verteilung des DC über den Radius zu bieten. So muss beispielsweise die Ursache für die 30 Hz-Schwingung im DC-Signal geklärt werden.

Als weitere Schritte der Analyse von nichtlinearem Verhalten der Abstrahlfläche, soll der DC über der gesamten Lautsprecher-Abstrahlfläche untersucht werden. Hierzu steht die Entwicklung eines 3D-Modells des Treibers im Fokus, das in Verbindung einer Farbskala den Grad der DC-Ausprägung/-Veränderung anzeigen soll. Analog zum Gleichanteil soll auch die Kompression als nichtlineares Symptom in der Auslenkung der Membran untersucht und in einem Modell visualisiert werden. Dadurch soll der Entstehungsprozess dieser Symptome und damit die Verzerrungen, die in der Membran entstehen, lokalisierbar gemacht und deren physikalische Ursachen konkreter benannt werden.

Im Forschungsprozess dieser wissenschaftlichen Abhandlung wurde auch ein Modell für die Detektion und Quantifizierung der Dehnung der Membran erstellt. Dieses Modell soll ebenfalls im Anschluss an diese Arbeit auf seine praktische Umsetzbarkeit hin untersucht werden.

Literatur

[1]	Prof. Dr. Klippel, Wolfgang: Vorlesungsskript: „Sound Quality Of Audio Systems“, Dresden, März 2016
[2]	Cardenas, William: Präsentationsskript: „ <i>Identification Scheme For Nonlinear Cone Vibration</i> “, Dresden, 2014
[3]	http://www.lowbeats.de/test-bluetooth-speaker-kef-muo-edel-und-teuer/ , verfügbar am 16.01.2016
[4]	Suter, Dieter; Uhrig, Götz : <i>Physik III</i> , Dortmund, 25.01.2011
[5]	http://www.maschinenbau-wissen.de/skript3/werkstofftechnik/metall/18-e-modul , verfügbar am 4.7.2016
[6]	Klippel E-Learning Training: „ <i>Vibration and Radiation Behavior of a Loudspeaker's Membrane</i> “ https://www.klippel.de/training/?page=training&id=2 , verfügbar am 4.7.2016
[7]	Cardenas, William: „ <i>Nonlinear Vibrations of Simple structures, a starting point to analyse real loudspeaker diaphragms</i> “
[8]	Klippel GmbH: „ <i>Scanning Vibrometer (SCN)</i> “, Dresden, 05.04.2013

[9]	Berthold, Matthias: <i>Praxisbericht – Praktikum bei der Klippel GmbH</i> , Mittweida, 12.2015
[10]	https://pixabay.com/de/lautsprecher-musik-ton-lautheit-148969/ , verfügbar am 4.7.2016
[11]	http://www.analogeklangsynthese.de/grafiken/analog/lpf.gif , verfügbar am 4.7.2016
[12]	https://de.wikipedia.org/wiki/Kondensatormikrofon , verfügbar am 4.7.2016
[13]	https://de.wikipedia.org/wiki/Triangulation_(Messtechnik) , verfügbar am 4.7.2016
[14]	In Absprache mit Wolfgang Klippel und William Cardenas während Projektbesprechung
[15]	Implementierung durch Joachim Schlechter

Anlagen

Teil 1	A-I
Teil 2	A-III
Teil 3	A-V

Anlagen, Teil 1: Daten Messinstrumente

- **Messmikrofon Microtech-Gefell MK 202**

Typ:	Kondensator-Mikrofon
Wandler-Typ:	Kapazitiver Druckempfänger
Empfindlichkeit:	−36,2 dB ref 1 V/Pa
Äquivalent zu:	14 mV/Pa
Frequenzbereich:	10 Hz – 40 kHz
Dynamikbereich:	22 dB(A) – 158 dB(A)

- **Keyence Laser LK-H052**

Messabstand:	50 mm
Messbereich:	±10 mm
Wellenlänge Laser:	650 nm
Wiederholgenauigkeit:	0.025 µm
Laserpunktabmessungen (bei Messabstand)	0.050 µm

Anlagen, Teil 2: Quellcode

- Funktion zur Berechnung des Gleichanteils mittels Tiefpass

```
function [frequency, singalLp] = LowPass (signal, time)
//
// get timesamples in seconds
timeInS = 1e-3*time;
// get periodic sample time
dt = timeInS(2)-timeInS(1);
// get number of time samples
Nfft = length(time);
fs = 1/dt // calculate sampling frequency

// create f-vector with the length of Nfft and a maximum value of fs
frequency = linspace(0, fs, Nfft)';

//transformation into the frequency domain
DiffX = fft(signal, -1)

// normalize cutoff frequency (50 Hz) to frequency interval of [0;0,5]
fcNorm = 50/frequency($)*0.5;

// create lowpass and apply to signal
hzlp = iir(4, 'lp', 'butt', [fcNorm;0], []) // only the filter
[hzlpMag, fr] = frmag(hzlp, length(frequency)) // get magnitude of the filter
lpMagSignal = (hzlpMag.*(DiffX)) // magnitude of the signal in frequency domain

//transfer low-passed signal to time domain
singalLp = fft(lpMagSignal, 1)
endfunction
```

- Funktion zur Berechnung der momentanen Frequenz für eine bestimmte Zeit innerhalb des Sweep-Signals

```

function actPeriod = GetCurrentPeriodicTime (currentTime, fmin, fmax, Frequencies,
TSWEEP)
//
// determine first and last periodic time of the sweep frequencies
T0 = 1/fmin;
Tend = 1/fmax;
// solve e-function with two unknown parameters and two known points  $P_{1/2}(x,y)$ 
a = T0;
k = log(Tend/T0)/(TSWEEP)
actPeriod = a*%e^(k*currentTime/1000);
// invert periodic time to get frequency
actF = 1/actPeriod

// find frequency in the frequency vector of the recorded signal
i = 1
while Frequencies(1,i)<actF
    i = i+1;
end

// find distances between neighbored frequencies
dis1 = actF-Frequencies(1,i);
dis2 = Frequencies(1,i+1)-actF;

// decide whether to take the low or the high frequency found
if dis1<dis2 then
    actF = Frequencies(1,i)
else
    actF = Frequencies(1,i+1);
end
// calculate periodic time out of the chosen frequency
actPeriod = 1/actF*1000;
endfunction

```

- **Funktion zur Ausführung der MAT-Operation in dB-Lab**
 - IKIDatabase, IKIDBNode, IKIModuleTRF, ... sind durch Klippel vordefinierte COM-Klassen, die die Möglichkeit bieten auf Messdaten und Modul-Parameter zuzugreifen und diese zu manipulieren

function OnRun()

// Extraction of the transfer function $H(f)$ and the displacement X data of the TRf-Modul and their transformation into 3D-matrices

//

// get path of the folder where the driver-object is located

folderPath = KICfg.node.FolderPath;

objectName = KICfg.node.ObjectName;

// get the path of the driver-object

objectPath = folderPath + "\" + objectName;

// open database and get its path

// IKIDatabase database

database = GetDatabaseObject(%T);

dataPath = database.Path;

// IKIDBNode actFolder

actFolder = database("%GetNode", folderPath);

i = 0;

// open needed results from TRF-operations and extract them into 3d-matrices

while(i < points)

// IKLDBNode actOb

actOb = actFolder.ChildObjects('Item', i);

obName = actOb.name;

j = 0;

disp("Extracting data from the object:");

disp(obName);

disp("Operations:");

while (j < size(voltages, "r"))

// IKIDBNode actOp

actOp = actOb.ChildOperations('Item', j);

opName = actOp.name;

// IKIModuleTRF trfModule

trfModule = actOp("LoadInstance");

// TRFResults trfResults

trfResults = trfModule.ResultsTRF;

// IKIChartCollection

chartCollection = trfResults.Charts;

// IKIChart

chartTRF = chartCollection ("Item", "H (f) Magnitude"); *// magnitude*

chartY1 = chartCollection ("Item", 19); *// displacement*

chartY2 = chartCollection ("Item", 20); *// current*

```

// IKICurveCollection
curveCollection      = chartTRF.Curves;
curveCollectionDispl = chartY1.Curves;
curveCollectionCurrent = chartY2.Curves;

// IKICurve
curveDisplacement = curveCollectionDispl("Item", 0);
curveCurrent      = curveCollectionCurrent("Item", 0);
curveMag          = curveCollection("Item", "Magnitude");
curvePhase        = curveCollection("Item", "Phase");

// extract data to variables
mag      = (curveMag.Data)';
phase    = (curvePhase.Data)';
frequency = mag(1,:);
time     = (curveDisplacement.Data(:,1))';
x        = (curveDisplacement.Data(:,2))';
current  = (curveCurrent.Data(:,2))';

// transfer all curves and create the 2D-matrix
if (i==0) & (j==0) then
    allMag = mag(2,:);
    allPhase = phase(2,:);
    allX = x
    allCurrent = current;
else
    allMag = [allMag; mag(2,:)];
    allPhase = [allPhase; phase(2,:)];
    allX = [allX; x];
    allCurrent = [allCurrent; current];
end // if-statement
actOp("ReleaseInstance");
j = j+1;
disp(opName);
end // inner while loop

disp("=====");
i = i+1;
end // outer while loop

// calculation of the 2D-H-matrix into complex numbers
for ii = 1:(points*size(voltages, 'r'))
    X(ii,:) = (10).^(allMag(ii,:)/20).*exp(%i.*(%pi/180)*(abs(allPhase(ii,:))));
end

// updated log-window
disp("Calculation of the complex data succeeded");

disp("=====");

```



```

// transfer 2D to 3D-matrix
for jj=1:points
    HH(:,jj) = X((anzVoltages*jj-(anzVoltages-1)):(anzVoltages*jj),:);
    displacement(:,jj) = allX((anzVoltages*jj-(anzVoltages-1)):(anzVoltages*jj),:);
    currentSignal(:,jj) = allCurrent((anzVoltages*jj-(anzVoltages-1)):(anzVoltages*jj),:);
end

// update log-window
disp("Creation of the 3D-matrix succeeded");

disp("=====");
disp("Dimensions of the matrices:");
disp("Transfer Function:  H(voltage, frequency, radial point)");
disp(size(HH));
disp("Displacement:  X(voltage, time, radial point)");
disp(size(displacement));
disp("Current Signal:  I(voltage, time, radial point)");
disp(size(currentSignal));

disp("=====");
disp("Number of time samples");
disp(size(time, "c"));
disp("Number of radial points");
disp(points);
disp("Spacing of points");
spaces = string(spacing)+" mm";
disp(spaces);

disp("=====");
disp("Extracted from database:")
disp(dataPath);

// find foldername
pos = strindex(folderPath, "\");
folderName = part(folderPath, (pos($)+1):length(folderPath));

// define file where the data schould be extracted to
pos = strindex(dataPath, "\");
posEnd = strindex(dataPath, ".");
kdbxName = part(dataPath, (pos($)+1):(posEnd($)-1));
filePath = "E:\Klippel\Bachelorarbeit\H-Extraction-Tool\" + kdbxName + "_" + folderName
+ ".sod";

//save data to defined filepath
save(filePath,'HH','frequency','displacement','time','currentSignal','voltages','spacing',
'points');
// update log window
disp("Extracted to:");
disp(filePath);endfunction;

```

- **Funktion zur Berechnung des DC**

```

function directComponent=CompleteAnalysisLP(Point, Voltage, timeSAMPLES, sweep-
Time, res, fmin, fmax, winFactor, Max, Min, diffx, freqVector, time, diagramPath,
ActPoints, ActVoltages)
// create and plot envelopes and dc for defined points and voltages
//
k = 1
while k <= size(ActPoints, 'r')
    i = 1
    while i <= size(ActVoltages, 'r')
        disp(string(ActPoints(k)) + "." + string(ActVoltages(i)));

        // look for right indices
        indActPoint = find(Point == ActPoints(k));
        indActVoltage = find(Voltage == ActVoltages(i));
        disp(indActPoint);
        disp(indActVoltage);

        // Calculate DC with LowPass
        [IpFrequency, directComponent] = LowPass(diffx(indActVoltage,:), indActPoint), time)

        i = i+1;
    end
    k = k+1;
end
endfunction

```

- Funktion zur Berechnung , Anzeige und Speicherung der DCs

```

function [dcDiff3d, dcDisplacement3d, DCx1minusDCx2LP]=CalculateDCLow-
Pass(filePath, DIAGRAMPATH, DCPath, POINT, VOLTAGE, actPoints, actVoltages,
TIMESAMPLES, ...
        SWEPTIME, RES, FMIN, FMAX, WINFACTOR, MAX, MIN, DIFFX,
        FREQVECTOR, TIMEINSWEEP, radSteps)
// calculate DCS for whole sweeps for specified two neighboured points and their differentia-
tion
//
for i = 1:size(actPoints, 'r')-1
    for k = 1:size(actVoltages, 'r')

        // calculate DC's of differentiated signal
        if i<=size(actPoints, 'r')-1 then
            DCdiffx = CompleteAnalysisLP(POINT, VOLTAGE, TIMESAMPLES, SWEEP-
            TIME, RES, FMIN, FMAX, WINFACTOR, MAX, MIN, ...
                DIFFX, FREQVECTOR, time, DIAGRAMPATH, actPoints(i),
            actVoltages(k));
            // save dc in 3d-matrix
            dcDiff3d(k,:,i) = DCdiffx./(radSteps(i+1)-radSteps(i));
        end
        // calculate DC's of displacement signals
        DCdisplacement1 = CompleteAnalysisLP(POINT, VOLTAGE, TIMESAMPLES,
        SWEPTIME, RES, FMIN, FMAX, ...
            WINFACTOR, MAX, MIN, displacement, FREQVECTOR,
        time, ...
            DIAGRAMPATH, actPoints(i), actVoltages(k));
        DCdisplacement2 = CompleteAnalysisLP(POINT, VOLTAGE, TIMESAMPLES,
        SWEPTIME, RES, FMIN, FMAX, ...
            WINFACTOR, MAX, MIN, displacement, FREQVECTOR,
        time, ...
            DIAGRAMPATH, actPoints(i)+1, actVoltages(k));
        // save into 3d-matrix
        dcDisplacement3d(k,:,i) = DCdisplacement1;
        // calculate the diff-DC out of the dcs of the 2 displacment signals and save to 3d-matrix
        DCx1minusDCx2LP(k,:,i) = DCdisplacement1-DCdisplacement2;

        // get DC-displacment of last point and save data for last point
        if i==size(actPoints, 'r')-1 then
            dcDisplacement3d(k,:,i+1) = DCdisplacement2;
        end

        // plot both DCs and save them into files
        figure2 = figure(342)
        figure2.background = -2;
        plot(time, real(DCdiffx), 'r')
        plot(time, squeeze(real(DCx1minusDCx2LP(k,:,i))), 'black')
        set(gca(), 'grid', [0.5 0.5])
        chartName = "DC_analysis_x" + string(actPoints(i)) + "_x" + string(actPoints(i)+1) +
        " _ " + ...

```

```
        string(actVoltages(k)) + "V";
    figure2.children(1).title.text = "DC(X" + string(actPoints(i)) + ")-DC(X" +
string(actPoints(i)+1) + ") and DC(X" ...
        + string(actPoints(i)) + "-X" + string(actPoints(i)+1) + "));
    figure2.children(1).title.font_size = 3;
    xsave(DCPath + chartName + ".scg", figure2.figure_id);
    close()
end
end
endfunction
```

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel angefertigt habe.

Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht.

Diese Arbeit wurde in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Mittweida, den 04.07.2016

Matthias Berthold